

Interner Bericht

IB-AT-KP-2020-138

Modellierung von Sekundärströmung in Axial- Verdichtern mit hoher Schaufelbelastung unter Berücksichtigung des Off-Design- Verhaltens

Abschlussbericht

Benedict Geihe, Marcel Matha, Matthias Schuff

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
Institut für Antriebstechnik
Numerische Methoden
Köln



DLR

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt

Abschlussbericht zum Technologievorhaben

Modellierung von Sekundärströmung in Axial-Verdichtern mit hoher Schaufelbelastung unter Berücksichtigung des Off-Design-Verhaltens

Teilprojekt 1.1.1: Modellierung Sekundärströmung

Teilprojekt 1.2: Vorhersage ablösegetriebener Schwingungsanregung inkl.
Rückströmung

Im Rahmen des Verbundvorhabens

Gen2_HDV

Konzeptionierung und Design eines HDV-Rig
für GTF Triebwerke der 2. Generation

Zeitraum: 01.01.2017 – 31.03.2020
Projektleitung: Edmund Kügeler
Bearbeiter: Graham Ashcroft, Benedict Geihe, Marcel Matha, Christian
Morsbach, Matthias Schuff
Forschungsstelle: Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V.
Institut für Antriebstechnik
Numerische Methoden
Prof. Dr. Reinhard Mönig
Linder Höhe
51447 Köln
Verbundpartner: MTU Aero Engines AG, München
Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen
Autoren: Benedict Geihe, Marcel Matha, Matthias Schuff
Datum: 30.11.2020

Gefördert durch:



Bundesministerium
für Wirtschaft
und Energie

Das diesem Bericht zugrundeliegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Energie unter dem Förderkennzeichen 20T1518B gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt bei den Autoren.

aufgrund eines Beschlusses
des Deutschen Bundestages

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	V
Notation	VII
1. Arbeitsziele des Vorhabens	1
1.1. Gesamtziel des Vorhabens	1
1.2. Arbeitsinhalte des Teilprojekts 1: Modellierung instationärer CFD	1
1.2.1. AP 1.1.1: Modellierung von Sekundärströmungen	2
1.2.1.1. Hintergrund und bisherige Arbeiten	2
1.2.1.2. AP 1.1.1.1: Grundlagentestfälle	3
1.2.1.3. AP 1.1.1.2: Analyse	4
1.2.1.4. AP 1.1.1.3: Modellierung	4
1.2.1.5. AP 1.1.1.4: Validierung	4
1.2.2. AP 1.2: Vorhersage ablösegetriebener Schwingungsanregung inklusive Rückströmung	4
1.2.2.1. Hintergrund und bisherige Arbeiten	4
1.2.2.2. Arbeitsplan	6
1.2.2.3. AP 1.2.1: Grunduntersuchung selbstinduzierter Strömungsphänomene	6
1.2.2.4. AP 1.2.2: Grunduntersuchung des Lock-In Phänomens im Zeitbereich	6
1.2.2.5. AP 1.2.3: Modellierung im Frequenzbereich	7
1.2.2.6. AP 1.2.4: Verifizierung/Validierung	7
1.2.2.7. AP 1.2.5: Versuchsbedingungen im Ringgitterprüfstand (RPG)	7
1.2.2.8. AP 1.2.6: Testfalldefinition	7
2. Arbeitspakete und Ergebnisse	9
2.1. Teilprojekt 1.1.1: Modellierung von Sekundärströmungen	9
2.1.1. Grundlagentestfälle (AP 1.1.1.1)	9
2.1.1.1. 3D Diffusor	9
2.1.1.2. Wirbelgenerator	21
2.1.2. Analyse der Verdichterkaskade (AP 1.1.1.2)	31
2.1.2.1. C10 Verdichterkaskade	31

2.1.3.	Implementierung und Verifikation von Quelltermerweiterungen für Reynoldsspannungsmodelle (AP 1.1.1.3)	42
2.1.3.1.	Begrenzungsterm für das turbulente Längenmaßwachstum	42
2.1.3.2.	Sensibilisierung für Druckgradienten	44
2.1.3.3.	Verifikation: Rückspringende Stufe	45
2.1.3.4.	Verifikation: Periodischer Kanal	47
2.1.4.	Validierung der Modellerweiterungen (AP 1.1.1.4)	53
2.1.4.1.	3D Diffusor	53
2.1.4.2.	Wirbelgenerator	54
2.1.4.3.	C10 Verdichterkaskade	59
2.1.4.4.	Verdichterrig Rig250	62
2.1.5.	Fazit der Validierung	91
2.2.	Teilprojekt 1.2: Vorhersage ablösegetriebener Schwingungsanregung	93
2.2.1.	Grundlagen nicht synchroner Schwingungen	93
2.2.2.	Literatur	94
2.2.2.1.	Instationäre Strömungsphänomene	95
2.2.2.2.	Nicht synchrone Schwingungen	96
2.2.2.3.	Harmonic Balance	96
2.2.3.	Ergebnisse AP 1.2.1 – 1.2.4	97
2.2.3.1.	Überblick	97
2.2.3.2.	Wirbelablösung am Zylinder	100
2.2.3.3.	Akustische Resonanz durch Wirbelablösung	110
2.2.3.4.	Akustische Resonanz in einer Kavität	116
2.2.3.5.	Stoßoszillation an einem symmetrischen Kreisbogenprofil	123
2.2.3.6.	Ablöseblase am T106C Turbinengitter	139
2.2.3.7.	Spaltwirbel am Rotor 4	143
2.2.3.8.	Umlaufende Störung im FUTURE Verdichter	149
2.2.4.	Ergebnisse AP 1.2.5 & 1.2.6	158
2.2.4.1.	Aufbau des Ringgitterprüfstands	158
2.2.4.2.	Existierende Messmodelle und CFD-Setup	160
2.2.4.3.	Resultate FUTURE-EPFL	161
2.2.4.4.	Resultate NACA3506	161
3.	Zusammenfassung	165
A.	Einstellungen des Strömungslösers	A
A.1.	Allgemeine Einstellungen	A
A.2.	Wirbelablösung am Zylinder	A
A.3.	Akustische Resonanz durch Wirbelablösung	B
A.4.	Akustische Resonanz in einer Kavität	B
A.5.	Stoßoszillation an einem symmetrischen Kreisbogenprofil	C

A.6. Ablöseblase am T106C Turbinengitter	D
A.7. Spaltwirbel am Rotor 4	E
A.8. Umlaufende Störung im FUTURE Verdichter	F

Literatur

G

Danksagung

Wir danken unserem Projektpartner MTU Aero Engines AG für die stets gute Zusammenarbeit, interessante Einblicke in die industrielle Praxis und die Bereitstellung auch vertraulicher Testfälle.

Unser Dank gilt ferner Herrn Prof. Dr.-Ing. H.-P. Schiffer und seinen Mitarbeitern im Fachgebiet für Gasturbinen, Luft- und Raumfahrtantriebe an der Technischen Universität Darmstadt, die uns auf das FUTURE-Projekt aufmerksam gemacht, das CFD-Modell bereitgestellt und uns bei der Bearbeitung unterstützt haben.

Notation

a_{ij}	Anisotropietensor
c_f	Reibungsbeiwert
c_p	Druckbeiwert
k	Turbulente kinetische Energie
L_t	Turbulentes Längenmaß
Ma	Machzahl
p	Statischer Druck
p_t	Totaldruck
T_t	Totaltemperatur
Re	Reynoldszahl
Sr	Strouhalzahl
Pr	Prandtlzahl
Tu	Turbulenzgrad
u, v, w	Geschwindigkeitskomponenten
x, y, z	Koordinatenrichtungen
α, β	Einströmwinkel translational
α_r, α_θ	Einströmwinkel rotational
η	Dynamische Viskosität
ϵ	Turbulente Dissipation
ρ	Dichte
κ	Isentropenexponent
ω	Turbulente Dissipationsrate
τ_w	Wandschubspannung

1. Arbeitsziele des Vorhabens

1.1. Gesamtziel des Vorhabens

Dieses Vorhaben ist Bestandteil des Verbundprojektes Gen2_HDV der MTU Aero Engines AG im Rahmen des Luftfahrtforschungsprogramms V. Übergeordnetes Ziel dieses Vorhabens ist die Reduktion von Lärm und Brennstoffen. So wird bei Antrieben bis 2050 eine Verringerung des wahrgenommenen Lärms um 65% angestrebt. Gleichzeitig sollen Antriebskonzepte so weiterentwickelt werden, dass eine weitere Verminderung des Brennstoffverbrauchs und damit der CO₂- und NO_x-Emissionen zur Erreichung der Ziele aus dem europäischen Strategiedokument „Flightpath 2050“ gelingt. Innerhalb des Verbundvorhabens sind die Arbeiten dieses Vorhabens in das Aufgabenpaket (AP) 1 „Modellierung instationäre CFD“ und 2 „Rig-Konzeptionierung“ eingebettet. Das DLR beteiligt sich in AP 1.1.1 und 1.2 mit der Abteilung Numerische Methoden des Instituts für Antriebstechnik an dem Projekt. Dabei wird das Programmpaket TRACE als Werkzeug der numerischen Strömungssimulation und Optimierung weiterentwickelt. Im AP 1.2 erarbeitet darüber hinaus das DLR Institut für Aeroelastik Vorgehensweisen und Testdefinitionen für die Ermittlung adäquater experimenteller Daten zur Validierung der in AP 1.2 durchgeführten Erweiterungen von TRACE.

Um die oben genannten Ziele mittels einer zweiten Generation eines Hochdruckverdichters seitens der MTU zu erreichen, müssen die verwendeten Verfahren der numerischen Strömungssimulation (CFD: **C**omputational **F**luid **D**ynamics) zuverlässig und ausreichend validiert sein. Durch das immer stärkere Ausloten und Ausnutzen der technischen Grenzen und Detailgestaltungen von modernen Triebwerkskomponenten steigen die Anforderungen an die simulationsgestützte Designphase erheblich an.

1.2. Arbeitsinhalte des Teilprojekts 1: Modellierung instationärer CFD

Im Teilprojekt 1 „Modellierung instationäre CFD“ sollen deshalb Methoden für die aerodynamische und aeroelastische Auslegung des Hochdruckverdichters der zweiten Generation weiterentwickelt werden. Es soll ein erweiterter, treffgenauerer Modellierungsansatz für schwingungsgetriebene Ablösungen und Sekundärströmungen gefunden und in TRACE, implementiert werden. TRACE [8] wird am Institut für Antriebstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) seit über zwei Jahrzehnten kontinuierlich wei-

terentwickelt und vom Verbundpartner MTU Aero Engines AG als Auslegungstool für das aerodynamische, aeroelastische und aeroakustische Design von mehrstufigen Verdichter- und Turbinenkomponenten sowie zu Forschungszwecken an zahlreichen Universitäten eingesetzt. Es handelt sich um einen hoch parallelen Finite-Volumen Löser für Favre- und Reynolds-gemittelte kompressible Navier-Stokes-Gleichungen. Neben stationären, instationären und linearisierten Ansätzen wurde in den letzten Jahren das *Harmonic Balance* Verfahren zur Lösung im Frequenzbereich etabliert [41].

1.2.1. AP 1.1.1: Modellierung von Sekundärströmungen

1.2.1.1. Hintergrund und bisherige Arbeiten

Im Bereich der Turbulenzmodellierung haben sich heutzutage auf Basis der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS) überwiegend Eingleichungs- und Zweigleichungsmodelle durchgesetzt. Diese Modelle werden zumeist mit verschiedenen Erweiterungen an ihre jeweiligen Einsatzgebiete adaptiert. In der Verdichtersimulation kommt es insbesondere darauf an, die starken Druckgradienten in modernen Auslegungen gut zu erfassen, da diese hohe Schaufelbelastung insbesondere in Offdesign-Betriebsbedingungen oftmals zu einem Versagen der etablierten Turbulenzmodelle führt. Hier helfen Erweiterungen, welche durch zusätzliche Dämpfungseinträge das numerische Gleichgewicht stabilisieren. Spezielle Erweiterungen zur Berücksichtigung von Kompressibilitäts- und Rotationseffekten wurden aufwendig an diversen Verdichter- und Turbinenexperimenten kalibriert, sodass die stationären Simulationsergebnisse insbesondere für vielstufige Axialverdichter zu erstaunlich guten Übereinstimmungen führen ([80], [117]).

All diese Ansätze führen zu direkten Einträgen der Wirbelviskosität als einziger Eintrag in die Spannungsterme der Navier-Stokes-Gleichungen. Aufgrund der linearen Modellbildung können verschiedene Sekundärströmungsphänomene, wie z. B. Stromlinienkrümmung, Rotation oder 3D-Grenzschichten, nicht wiedergegeben werden und bedürfen einer gesonderten Modellierung. Diese Phänomene sind in der Turbomaschine z. B. bei Eckenablösungen, Spaltwirbeln oder radialen Mischungen von Kavitätenströmungen nicht mehr vernachlässigbar. Auch wenn der momentane Stand der Technik für derartige Anwendungen nach wie vor lineare Wirbelzähigkeitsmodelle mit Erweiterungen sind, so ist davon auszugehen, dass substantielle Verbesserungen nur mit höherwertiger Modellierung erzielbar sind. Deswegen kommt die Implementierung und Anwendung eines sogenannten Reynoldsspannungsmodells in Betracht. Bei dieser Modellklasse werden für jede der sechs unabhängigen Tensorkomponenten des Reynoldsspannungstensors eine eigene Transportgleichung gelöst. Der erhöhte Aufwand wird durch die Tatsache gerechtfertigt, dass Phänomene, die im Rahmen linearer Modellbildung nicht (wie beispielsweise Anisotropie) bzw. nur durch Ad-Hoc-Erweiterungen (wie beispielsweise Stromlinienkrümmung) darstellbar sind, durch das Modell unmittelbar aufgelöst werden. In den vergangenen Jahren wurden zwei differentielle Reynoldsspannungsmodelle, das SSG/LRR- ω von Eisfeld und

das $JH-\omega^h$ von Jakirlic und Hanjalic, in **TRACE** implementiert und validiert [93]. Eine Vereinfachung dieses Ansatzes sind die Expliziten Algebraischen Reynoldsspannungsmodelle (EARS_M), die unter der Annahme des strukturellen Gleichgewichts hergeleitet werden und eine erweiterte nichtlineare Zweiparametermodellierung darstellen. In **TRACE** ist das de-facto Standardmodell nach Wallin und Johansson in der Formulierung von Hellsten [53] mit optionaler Krümmungskorrektur [132] implementiert.

In der Transitionsmodellierung ist die Entwicklung kontinuierlich mit den neuesten Erkenntnissen vorangetrieben worden. Ein auf Korrelationen basierendes Modell (genannt Multimode Modell) wurde für **TRACE** entwickelt und implementiert [79]. Da ein Bedarf für ein topologieunabhängiges Transitionsmodell bestand, wurde das γ - Re_θ Modell in **TRACE** im Teilprojekt 1.2 des Lufo-IV-2 Verbundvorhabens HDV 2015 implementiert. Das Transitionsmodell wurde zuerst mit dem k - ω Modell von Wilcox [135] und mit dem SST k - ω Modell [90] verbunden. Es folgte schließlich in der Dissertation von Habermann eine Kopplung mit dem Reynoldsspannungsmodell SSG/LRR- ω [48]. Im Vergleich mit dem Multimode Modell sind die Ergebnisse gleichwertig bzw. besser [85].

Im Aufgabenpaket 1.1.1 „Modellierung Sekundärströmung“ soll deswegen die Simulation der Sekundärströmungen im Vordergrund stehen. Hierbei soll die Wiedergabequalität der isotropen und anisotropen Turbulenz- und Transitionsmodellierung analysiert und verbessert werden. Hierzu sollen an geeigneten Testfällen zunächst die Einzelphänomene untersucht und modelltechnisch analysiert werden. Daraufhin soll an den im Projekt vermessenen Verdichter-kaskaden die Analyse und Verbesserung der im Design favorisierten Modelle vorangetrieben werden. Somit ergeben sich die Arbeitspakete

- Grundlagentestfälle
- Analyse
- Modellierung
- Validierung

welche in den nächsten Abschnitten näher erläutert werden.

1.2.1.2. AP 1.1.1.1: Grundlagentestfälle

Die im **TRACE** Code vorhandenen linearen Wirbelviskositätsmodelle sowie höherwertigen Ansätze werden an den grundlegenden Sekundärströmungsphänomenen Eckenablösung und Wirbeltransport und -zerfall untersucht. Hierzu wird zunächst ein asymmetrischer Diffusor simuliert, bei welchem es aufgrund des adversen Druckgradient zur Ausbildung eines dominanten Eckenwirbels kommt. Um die Vorhersagequalität von Turbulenzmodellen bei einer Wirbelströmung zu analysieren, wird weiterhin ein generischer Wirbelgenerator simuliert.

1.2.1.3. AP 1.1.1.2: Analyse

Die C10 Verdichterkaskade wird an der RWTH Aachen im Gitterwindkanal vermessen. Basierend auf diesen Ergebnissen erfolgt eine Analyse der Vorhersagegenauigkeit der Turbulenz- und Transitionsmodelle. Besonderer Schwerpunkt dieser Auswertung werden die Bewertung der Transitionslage und der Nachlaufverluste sein. Außerdem soll die Turbulenzentwicklung anhand eines mehrstufigen Verdichtertestfalls analysiert werden.

1.2.1.4. AP 1.1.1.3: Modellierung

Entsprechend der Auswertungen und detaillierten Analysen basierend auf Abschnitt 1.2.1.2 und Abschnitt 1.2.1.3 erfolgt eine Literaturstudie zu möglichen Modellierungserweiterungen für die höherwertigen Turbulenzmodelle. Vielversprechende Ansätze werden anschließend in TRACE implementiert.

1.2.1.5. AP 1.1.1.4: Validierung

Die Validierung der in Abschnitt 1.2.1.4 modellierten Phänomene erfolgt sowohl an den Grundlagentestfällen aus Abschnitt 1.2.1.2 sowie den komplexeren Testfällen aus Abschnitt 1.2.1.3.

1.2.2. AP 1.2: Vorhersage ablösegetriebener Schwingungsanregung inklusive Rückströmung

1.2.2.1. Hintergrund und bisherige Arbeiten

In der Simulation der meisten aeroelastischen Fragestellungen werden zu Gunsten des Rechenaufwandes Annahmen bzgl. der Nichtlinearität der Strömung und Struktur getroffen. Im Standardfall wird angenommen, dass sowohl Strömung als auch Struktur sich linear verhalten [116]. Unter diesen Bedingungen können die Teilprobleme voneinander getrennt und das Problem in einer seriellen Prozesskette abgearbeitet werden. Am Institut für Antriebstechnik des DLR wurden in den vergangenen Jahren die Bausteine einer solchen Kette entwickelt, die auf dem Strömungssimulations-Programm TRACE [99] und dem Strukturlöser CalculiX [32] beruhen [72]. In diesem Zusammenhang spielt insbesondere die Genauigkeit der numerischen Randbedingungen an den Ein- und Austrittsrändern des Rechengebiets sowie die genaue Übertragung der berechneten Eigenformen vom Rechnernetz des Strukturlösers zum Rechnernetz des Strömungslösers eine bedeutende Rolle. Für den Fall, dass die Nichtlinearität der Strömung von Bedeutung ist, ist die nichtlineare Strömungssimulation im Zeitbereich mit dem Simulationsprogramm TRACE in [116] erfolgreich demonstriert worden.

Im Fall von Grenzzyklusschwingungen ist die Nichtlinearität von zentraler Bedeutung. Bei aeroelastischen Fragestellungen kann die Nichtlinearität sowohl von der Struktur als auch von der Strömung oder von einer Kombination aus beiden hervorgerufen

werden. Seitens der Strömung sind oszillierende Stöße und Ablösungsbereiche, sowie Stoß-Nachlauf-Wechselwirkung Beispiele für häufig in Turbomaschinen vorkommende nichtlineare Phänomene, [22]. Seitens der Strukturmechanik sind z. B. Materialeigenschaften und Reibungsdämpfung, z. B. durch die relative Bewegung von Deckbändern, Quellen der Nichtlinearität, [123]. Obwohl Ansätze für die Simulation dieser Phänomene im Frequenzbereich entwickelt wurden [124], lassen sich diese bisher ohne Annahmen nur im Zeitbereich modellieren.

Zu dem Thema ablöseinduzierte Schwingungen gibt es bisher wenig Forschungsarbeiten. Von der Duke-University sind hierzu einige Arbeiten veröffentlicht [75, 120, 30, 18]. Dort ist u. a. eine Berechnungsmethode auf der Basis eines *Harmonic Balance* CFD-Lösers vorgestellt worden, mit der es möglich ist, die Ablösefrequenzen vorherzusagen und das Lock-In Phänomen bezüglich des Strömungsfelds vorhersagbar zu machen.

Die zugrundeliegende Wechselwirkung der nicht synchronen Schwingungen (engl. *non-synchronous vibrations*, NSV) erfordert auf Seiten der CFD qualitativ hochwertige instationäre und gekoppelte Fluid-Struktur-Simulationen. Der in diesem Projekt zum Einsatz kommende Strömungslöser TRACE beinhaltet alle hierzu notwendigen Methoden.

Für die Vorhersagegenauigkeit numerischer Verfahren ist es essentiell, die Implementierungen durch numerische oder experimentelle Validierungsdaten abzusichern. Das gilt insbesondere für Strömungsphänomene, deren theoretische Erforschung selbst noch im Gange ist und daher die numerische Umsetzung u. U. die Phänomene nur näherungsweise beschreibt, wie es bei den nicht synchronen Schwingungen der Fall ist. Dies beeinflusst auch die Ermittlung aussagekräftiger experimenteller Daten, da Versuche derart konzipiert werden müssen, dass die entscheidenden aerodynamischen und aeroelastischen Mechanismen überhaupt abgebildet werden und die relevanten physikalischen Größen messtechnisch erfasst werden können.

Der Ringgitterprüfstand des Instituts für Aeroelastik ist so aufgebaut, dass ein stehendes Ringgitter durch einen Vordrall in der Zuströmung realistisch angeströmt wird und somit transsonische Strömungszustände zielgerichtet eingestellt und detailliert vermessen werden können. Darüber hinaus können die Schaufeln gezielt freien und erzwungenen Schwingungen – sowohl durch die Aerodynamik selbst als auch durch eine extern regelbare Anregung – ausgesetzt werden. Ein Strömungszustand, der nicht synchrone Schwingungen aufweist, kann dort experimentell nachgestellt werden.

Das Institut für Aeroelastik verfügt über eine lange Erfahrung in der Durchführung von Experimenten zur Validierung in eigener Regie und in Kooperation mit anderen internationalen Forschungseinrichtungen und der Industrie. In dem dafür vorgesehenen Ringgitterprüfstand wurden durch den Antragsteller bereits während der Einsatzzeit an der EPF Lausanne eine Vielzahl von Versuchen durchgeführt oder begleitet. Im Rahmen von Industriekooperation [9, 11, 12, 55] und über das AGTurbo2-Verbundprojekt „CO₂-armes Kraftwerk — 500 MW auf einer Welle“ [10] hat das Institut in den Jahren 1999 bis 2006 experimentelle Flatteruntersuchungen an Schaufelprofilen in dem damals noch an der EPFL beheimateten Ringgitterwindkanal durchgeführt. Die im Rahmen von EU-Projekten

(BRITE/EURAM, ADTurB, FUTURE) im Ringgitterprüfstand durchgeführten Versuche zum Flatterverhalten und zur Anregung von Verdichterschaufeln in nicht rotierenden Gittern wurden vom Institut numerisch begleitet [26, 27, 88].

1.2.2.2. Arbeitsplan

Im Aufgabenpaket 1.2 „Vorhersage ablösegetriebener Schwingungsanregung inklusive Rückströmung“ soll ein Prozess zur Simulation von nicht synchronen Schwingungen etabliert werden. Hierzu sollen zunächst Grundlagenuntersuchungen selbstinduzierter Strömungsphänomene und ihrer Abbildbarkeit mit **TRACE** vorgenommen werden. Anschließend soll ein Vorgehen zur Simulation des Lock-In Phänomens in Grundlagenuntersuchungen erarbeitet werden, bevor untersucht wird, ob sich das Phänomen auch mit einer nichtlinearen Frequenzbereichsmethode charakterisieren lässt. Folgende Arbeitspakete, welche in den nächsten Abschnitten näher erläutert werden, sind geplant:

- Grunduntersuchung selbstinduzierter Strömungsphänomene
- Grunduntersuchung des Lock-In Phänomens im Zeitbereich
- Modellierung im Frequenzbereich
- Verifizierung/Validierung
- Versuchsbedingungen im Ringgitterprüfstand (RPG)
- Testdefinition

1.2.2.3. AP 1.2.1: Grunduntersuchung selbstinduzierter Strömungsphänomene

Im ersten Arbeitspaket soll die Fähigkeit des Strömungslösers **TRACE** zur Berechnung selbstinduzierter Strömungsphänomene evaluiert werden. Nach einer Literaturrecherche zu diesem Thema sollen geeignete Testfälle ausgewählt werden, für die möglichst auch Vergleichsdaten zur Verfügung stehen. Diese werden dann mit dem nichtlinearen, instationären Verfahren im Zeitbereich simuliert. Dabei werden die örtliche und zeitliche Auflösung variiert, um eine Guideline für das beste Setup zu entwickeln. Hinzu werden verschiedenen Turbulenzmodelle getestet, da diese bekanntlich durchaus einen großen Einfluss auf das Ablöseverhalten in der Simulation haben. Sollten nach der Analyse Defizite festgestellt werden, sollen diese behoben werden.

1.2.2.4. AP 1.2.2: Grunduntersuchung des Lock-In Phänomens im Zeitbereich

Im zweiten Arbeitspaket soll das nichtlineare Verfahren im Zeitbereich genutzt werden, um das Lock-In Phänomen abzubilden. Nach einer Basisrechnung einer Konfiguration mit einer ausgeprägten, instationären Ablösung, erfolgt eine Flattersimulation bei Variation

von Schwingungsamplitude und Frequenz. Es sind die Fragestellungen zu beantworten, ob Lock-In stattfindet, wie groß das Frequenzdelta zwischen Eigen- und Ablösungsfrequenz sein darf und ob die Amplitude den erwarteten Effekt auf das Lock-In Phänomen hat. Anschließend soll eine gekoppelte Simulation (auf Basis der modalen Bewegungsgleichung in TRACE) durchgeführt werden, um festzustellen, ob sich eine finite Amplitude einstellt (Grenzzyklusschwingung) und sich das Lock-In Verhalten erfolgreich reproduzieren lässt.

1.2.2.5. AP 1.2.3: Modellierung im Frequenzbereich

Im dritten Arbeitspaket wird der Testfall aus AP 1.2.2 genutzt, um ihn mit dem nicht-linearen Löser im Frequenzbereich (Harmonic Balance) zu untersuchen. Hierbei soll evaluiert werden, ob einerseits das selbstinduzierte Strömungsphänomen mit dem Verfahren berechenbar ist, und wie sich das Verfahren bei abweichender Frequenz verhält, wenn nicht genau die Ablösefrequenz für die harmonische Diskretisierung gewählt wird. Die Analyse soll zeigen, ob das Verfahren grundsätzlich für die Wiedergabe des Lock-In Phänomens geeignet wäre.

1.2.2.6. AP 1.2.4: Verifizierung/Validierung

Im Verifizierungs- und Validierungsarbeitspaket werden die in AP 1.2.2 erzielten Ergebnisse mit den zur Verfügung stehenden analytischen und Messdaten verglichen. Welche Daten hierfür in Frage kommen, ist nach Literaturrecherche und der Auswahl der Testfälle zu beantworten.

1.2.2.7. AP 1.2.5: Versuchsbedingungen im Ringgitterprüfstand (RPG)

Innerhalb dieses Arbeitspakets wird ausgehend von den Randbedingungen, die durch den Ringgitterprüfstand vorgegeben werden, untersucht, ob sich mit vorliegenden oder abgewandelten Beschaukelungen im Versuchsstand Strömungsbedingungen erzeugen lassen, unter denen nicht synchrone Schwingungen auftreten und in wie weit hierfür Geometrie- und Leistungsdaten des Versuchsstands angepasst werden müssen. Hierbei werden zum einen auf bereits vorliegende Beschaukelungen aus Versuchen im RPG (sog. Ringgitter) zurückgegriffen und zum anderen Profildefinitionen aus dem Projektfortschritt verwendet. Letztendlich sind hierfür auch die erforderliche Sensorik und Versuchführung zu definieren.

1.2.2.8. AP 1.2.6: Testfalldefinition

Dieses Arbeitspaket beschäftigt sich nach der Findung einer Beschaukelung, die bei dezidierten Strömungszuständen nicht synchrone Schwingungen aufweist, damit, diese Beschaukelung in ein im Ringgitterprüfstand zu untersuchendes Versuchsringgitter (Beschaukelungsschnitt als 2D-Profil) zu überführen und in Vorausrechnungen zu überprüfen, ob auch im Versuchsgitter nicht synchrone Schwingungen auftreten. Hierfür sind die

experimentellen Betriebszustände vorzugeben (pre-test calculations). Gegebenenfalls müssen die Betriebsbedingungen, die Gitterparameter und entsprechende Einbauten im RPG angepasst werden. AP 1.2.5 und 1.2.6 verlaufen daher parallel und beeinflussen sich gegenseitig.

2. Arbeitspakete und Ergebnisse

2.1. Teilprojekt 1.1.1: Modellierung von Sekundärströmungen

2.1.1. Grundlagentestfälle (AP 1.1.1.1)

Um eine erste Beurteilung der Vorhersagequalität von Ablösegebieten basierend auf adversen Druckgradienten und Sekundärströmungsphänomenen vornehmen zu können, wurde eine Literaturrecherche durchgeführt. Es stellte sich heraus, dass ein dreidimensionaler, asymmetrischer Diffusor [28] die gängigen linearen Wirbelzähigkeitsmodelle vor große Herausforderungen stellt. Das grundlegende Strömungsmerkmal ist ein komplexes dreidimensionales Ablösegebiet, welches aufgrund des aufgeprägten adversen Druckgradienten in der Kanalexpansion entsteht. Um das Ablösegebiet korrekt vorhersagen zu können, ist es essentiell die Sekundärströmungsstrukturen in der Zuströmung (vor der Expansion), die hauptsächlich durch die Anisotropie der Reynoldsspannungen hervorgerufen werden, zu erfassen. Der Testfall wurde bereits 2008 und 2009 im Rahmen eines Workshop der European Research Community on Flow, Turbulence and Combustion (ERCOFTAC) detailliert und auf verschiedenste Weise untersucht [66]. Da diese Sekundärströmungen zweiter Art von den linearen Wirbelzähigkeitsmodelle per Definition nicht beschrieben werden können, soll nun untersucht werden, ob die in TRACE implementierten Reynoldsspannungsmodelle für diese komplexe Strömungssituation Erweiterungs- oder Kalibrierungspotential aufweisen. Alle durchgeführten Simulationen werden mit DNS (Direct Numerical Simulation) Ergebnissen von Ohlsson et al. [100] verglichen. Um die generelle Wiedergabequalität von Turbulenzmodellen hinsichtlich rotationsbehafteten Strömungen, die sich nicht im turbulenten Gleichgewicht befinden, zu untersuchen, wurde zunächst ein generischer Testfall eines Wirbelgenerators [142] ausgewählt. Ziel ist es, basierend auf diesem Testfall Aussagen zur Reproduktion von Wirbelstärke, Wirbelausdehnung, Wirbeltransport und Wirbelzerfall treffen zu können.

2.1.1.1. 3D Diffusor

Der dreidimensionale, asymmetrische Diffusor, welcher von Cherry et al. an der Universität Stanford experimentell vermessen wurden [28], wird bei einer Reynoldszahl von $Re = 10000$, die mit der mittleren Geschwindigkeit am Diffusoreintritt bei $x/L = 0$ (siehe Gleichung (2.2)) und der Eintrittskanalhöhe gebildet ist, betrieben. Durch seine lange

Anlaufstrecke bis zur Expansion des Querschnitts, ist es möglich, dass sich eine vollturbulente Grenzschicht ausbilden kann, was die Vorgabe von Einströmrandbedingungen vereinfacht. Für die RANS-Simulationen wird der Austrittszustand durch einen Massenstromregler vorgegeben (siehe Abb. 2.1). Die Expansion erfolgt bei diesem Testfall durch eine Erweiterung des Querschnitts zu zwei Seiten hin ($2,56^\circ$ und $11,3^\circ$ Öffnungswinkel - in der Literatur oftmals zitiert als Diffuser I).

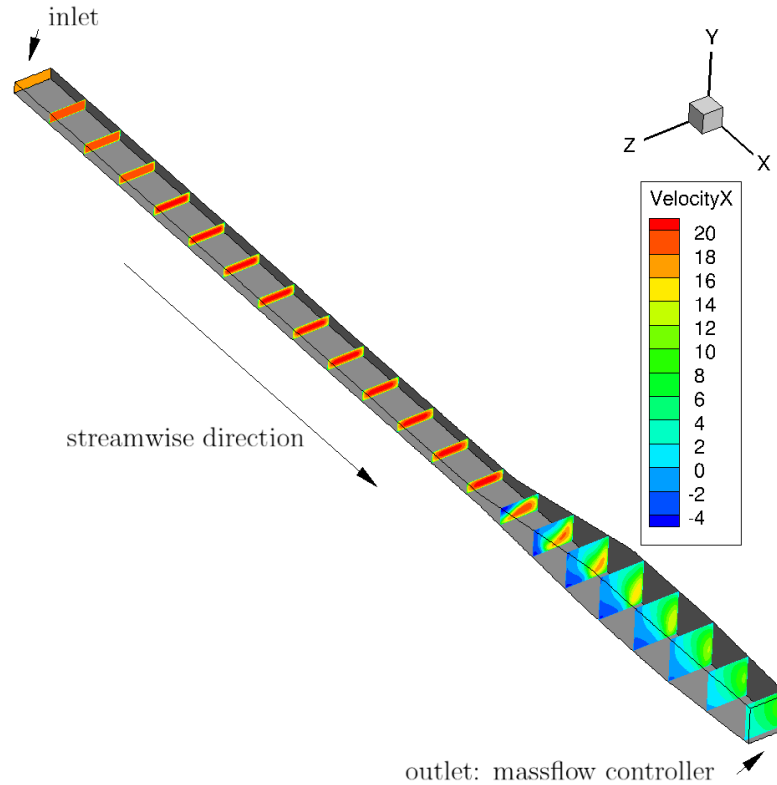


Abbildung 2.1.: Überblick über Strömungsbedingungen und Setup des Diffusors (RANS Simulationsergebnis)

Basierend auf einer Netzstudie, welche exemplarisch für das Menter SST $k-\omega$ und SSG/LRR- ω in Abb. 2.2 dargestellt ist, wurde das Netz mit einer Auflösung von 1.110.000 ($444 \times 50 \times 50$) Lösungspunkten für die Modellvergleiche ausgewählt. Die Vernetzung erfolgte mit dem abteilungsinternen Vernetzungswerkzeug PyMesh. Anzumerken ist dabei, dass die große Diskrepanz der Druckbeiwerte

$$c_p = \frac{p - p_{ref}}{\frac{1}{2} \rho U_{bulk}^2} \quad (2.1)$$

von DNS und RANS-Simulation aus der unterschiedlichen Position des Ablösegebiets

resultiert und mit zunehmender Verfeinerung sogar noch zunimmt. Der Referenzdruck p_{ref} ist der statische Druck an der Diffusorunterseite bei $x/L = 0$. Weiterhin ist die verwendete mittlere Geschwindigkeit U_{bulk} über die jeweiligen Zellflächen A_i definiert über

$$U_{bulk} = \frac{\sum \rho_i u_i A_i}{\sum \rho_i A_i} \quad (2.2)$$

Aus früheren Veröffentlichungen, siehe beispielsweise [66], ist allerdings bereits bekannt, dass die Übereinstimmung mit den DNS Daten für gröbere RANS-Netze steigt. Dennoch wurde bei der Wahl des Netzes für die weitere Auswertung ein Kompromiss aus netzkonvergenter Lösung und Rechenaufwand gewählt. Nachfolgend werden die linearen Wirbelviskositätsmodelle von Wilcox und Menter mit dem EARSM Modell von Hellsten und den Reynoldsspannungsmodellen von Einfeld (SSG/LRR- ω) und Jakirlic und Hanjalic (JH- ω^h) verglichen.

Die Einströmbedingungen sind, wie schon oben erwähnt, aufgrund der langen Zuströmstrecke, klar definiert, sodass lediglich sichergestellt wurde, dass sich das korrekte Geschwindigkeitsprofil bei Eintritt in den Diffusor einstellt. Dafür wurde schließlich ebenso der Gegendruck am Austritt über eine Massenstromrandbedingung entsprechend dem errechneten Durchfluss eingestellt. Die gute Übereinstimmung des Geschwindigkeitsprofils in der Zuströmung mit den DNS-Daten ist in Abb. 2.3 für alle verwendeten Turbulenzmodelle dargestellt. Das Erreichen eines ausreichenden vergleichbaren Konvergenzniveaus aller betrachteter Simulationen ist in Abb. 2.4 illustriert.

Vergleicht man, basierend auf der identischen Netzauflösung, erneut die Vorhersage der Druckverläufe entlang der Diffusorunterseite für die verschiedenen Turbulenzmodelle in Abb. 2.5, stellt man zunächst fest, dass das Wilcox $k-\omega$ Modell und die beiden Reynoldsspannungsmodelle der Verteilung aus der DNS am nächsten sind. Dennoch sind die Unterschiede zwischen DNS und RANS-Simulation erheblich. Dass die erzielten RANS-Ergebnisse allerdings plausibel sind, zeigt ein Vergleich mit einer Lösung aus einem ERCOFTAC Workshop (ANSYS SST) [66].

Die Diskrepanzen von DNS zu RANS-Simulation lassen sich zunächst dadurch erklären, dass sich das Ablösegebiet, welches sich aufgrund von Sekundärströmungseffekten unter dem Einfluss von einem adversen Druckgradienten ausbildet, anders verhält bzw. an einer anderen Position innerhalb des Diffusors entsteht. Während die DNS, aber auch die experimentellen Messungen (hier nicht gezeigt), für diesen Diffusor ein Ablösegebiet an der Oberseite (in y -Richtung) bestätigen, sagen die Rechnungen mit Turbulenzmodell dieses eher an der sich aufweitenden Seitenwand (in z -Richtung) voraus (siehe Abb. 2.6).

Differenzierter sind diese Ergebnisse ebenso in Abb. 2.7 für zwei verschiedene Positionen in z -Richtung dargestellt. Die Breite B ist dabei immer die an der aktuellen x -Position vorliegende Breite. Auffallend ist dort besonders, dass das Menter SST $k-\omega$ Modell die Ablösung bereits an der unteren Wand bei $x/H \approx 12$ in der Mitte des Diffusors ($z/B = 0.5$) vorhersagt, wohingegen die DNS dort keinerlei Anzeichen einer Ablösung zeigt. Nahe der sich öffnenden Wand ($z/B = 0.875$) zeigen alle Turbulenzmodelle ab

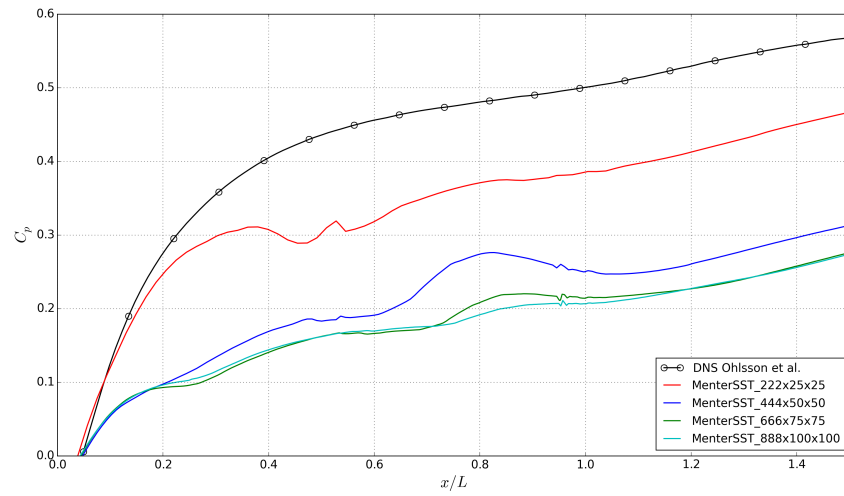
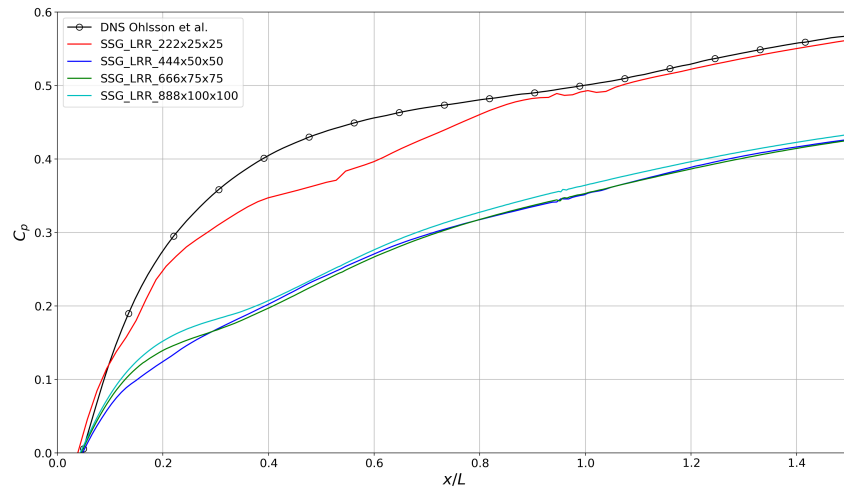
(a) Netzstudie Menter SST $k-\omega$ (b) Netzstudie SSG/LRR- ω

Abbildung 2.2.: Auswertung des Druckbeiwerts entlang der Unterseite des Diffusors ($y = z = \text{const.}$) für Menter SST $k-\omega$ sowie SSG/LRR- ω bei verschiedenen Netzauflösungen

$x/H \approx 12$ eine Ablösung an der unteren Wand, die sich dort bereits über weite Bereiche des extrahierten Profils erstreckt.

Aufgrund der inkorrekten Wiedergabe der Ablöseblase scheint es zunächst überflüssig, über eine quantitative Bewertung der Reynoldsspannungen zu sprechen. Dennoch soll an dieser Stelle angemerkt werden, dass keines der Turbulenzmodelle, auch nicht die

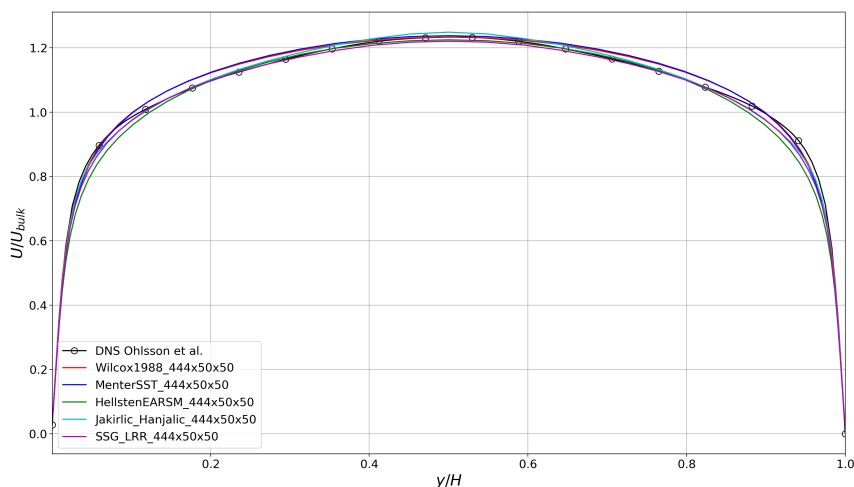
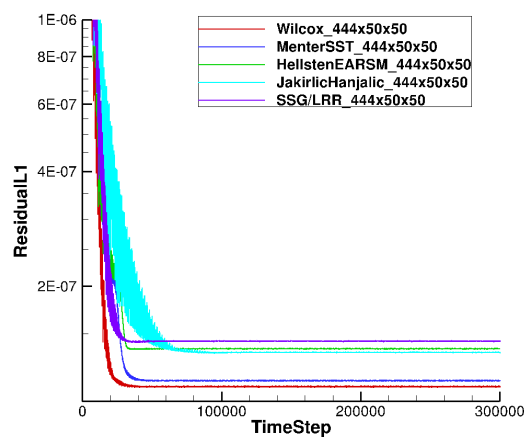
Abbildung 2.3.: Geschwindigkeitsprofile bei $-2x/H$ vor der Expansion

Abbildung 2.4.: L1-Norm des globalen Residuums der verschiedenen Simulationen

höherwertigen Reynoldsspannungsmodelle, in der Lage ist, die turbulenten Spannungen adäquat vorherzusagen (siehe Abb. 2.8 und Abb. 2.9).

Abschließend muss geschlussfolgert werden, dass nicht nur die linearen Wirbelzähigkeitsmodelle sondern auch die betrachteten höherwertigen Reynoldsspannungsmodelle SSG/LRR- ω und JH- ω^h nicht in der Lage sind, die sekundären Strömungsstrukturen und damit die sich ausbildende Ablöseblase innerhalb dieses Diffusors adäquat wiederzugeben.

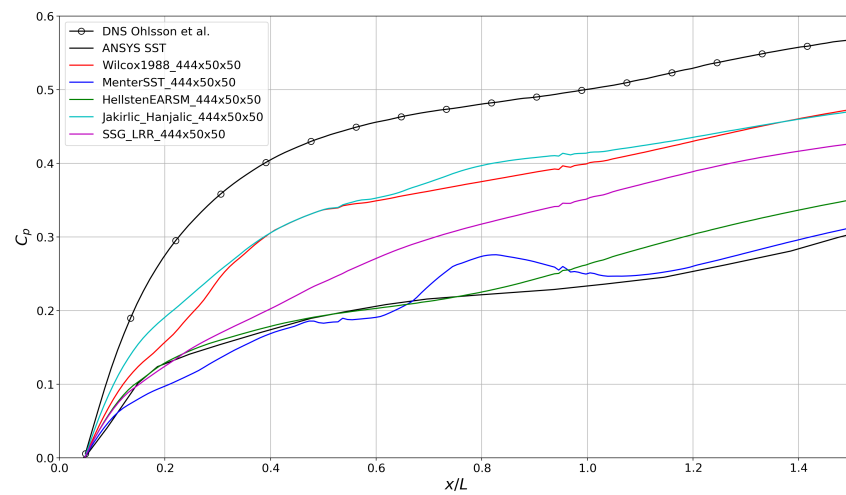
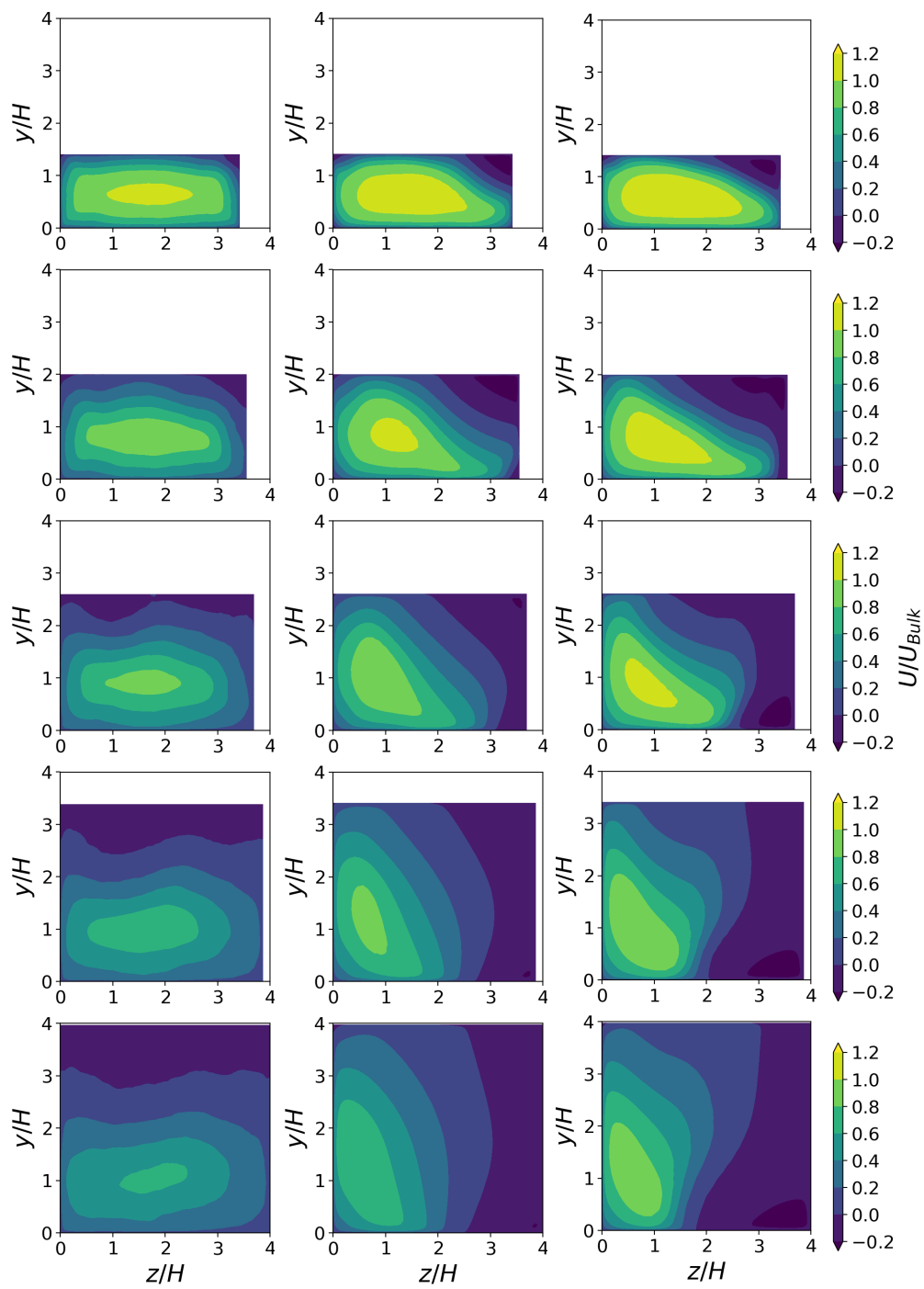


Abbildung 2.5.: Auswertung des Druckbeiwerts entlang der Unterseite des Diffusors ($y = z = const.$) für verschiedene Turbulenzmodelle



(a) DNS

(b) Wilcox $k-\omega$ (c) Menter SST $k-\omega$

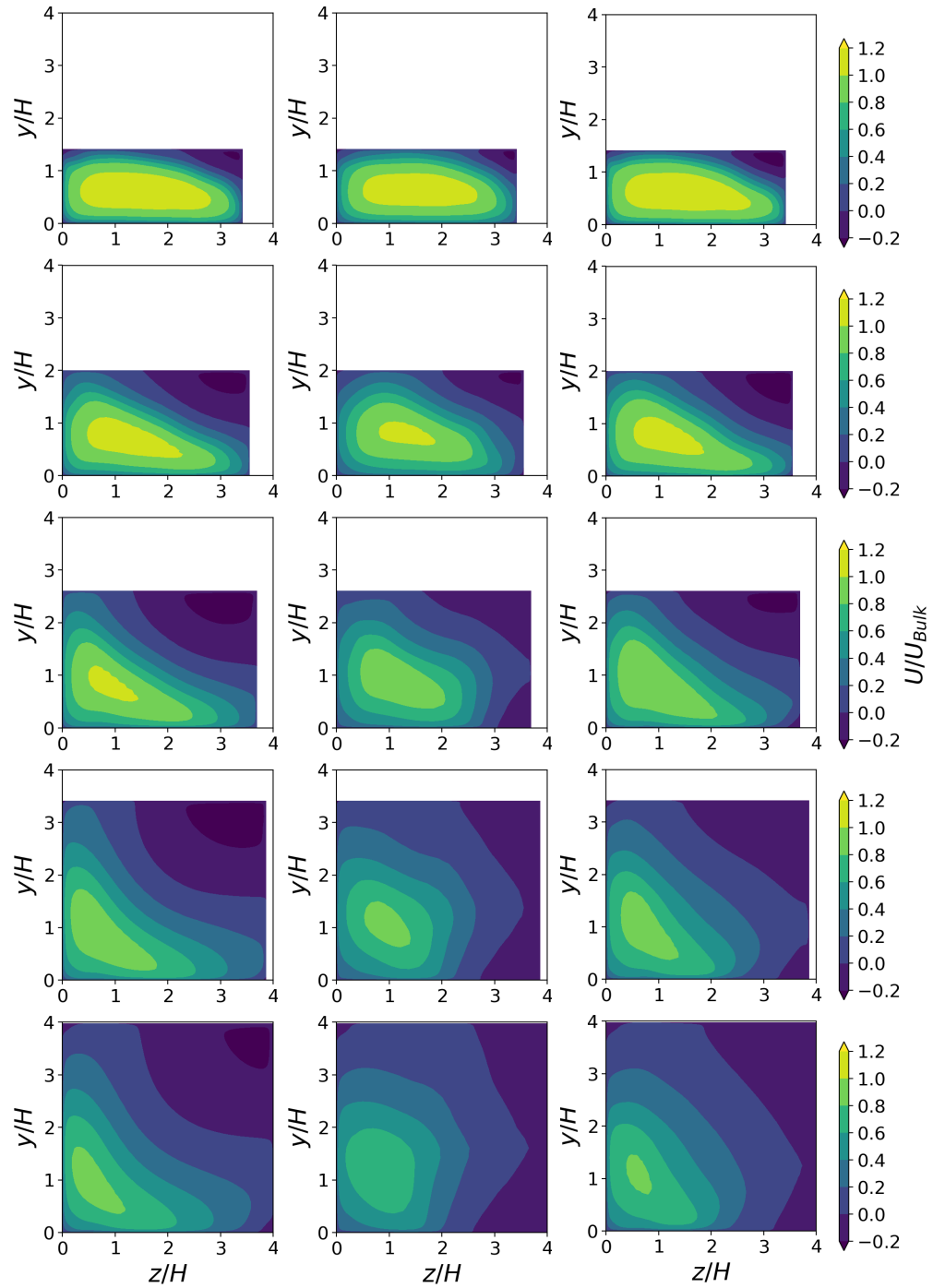
(d) EARSM $k-\omega$ (e) JH- ω^h (f) SSG/LRR- ω

Abbildung 2.6.: Geschwindigkeitsverteilungen an den nach der Erweiterung stromab liegenden Positionen $2H, 5H, 8H, 12H, 15H$ (Netzauflösung $444 \times 50 \times 50$)

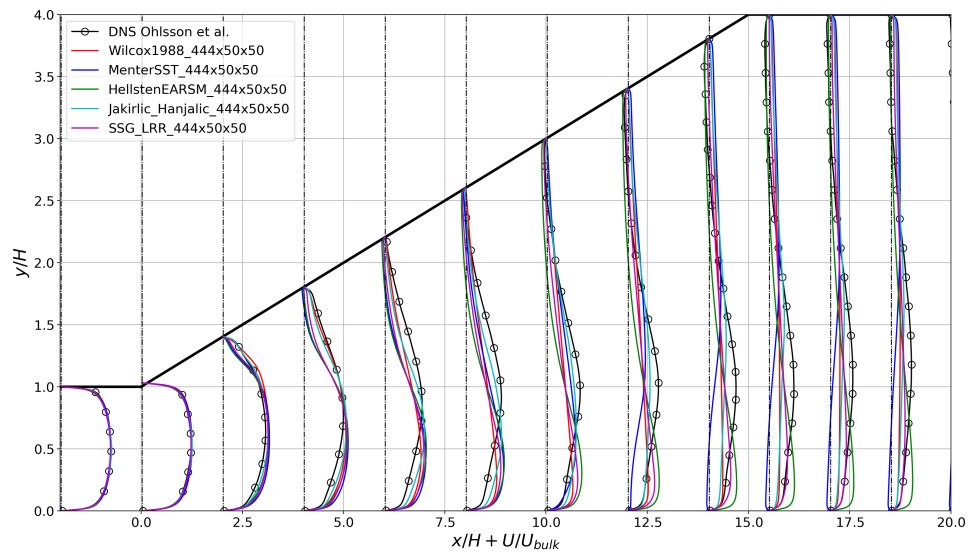
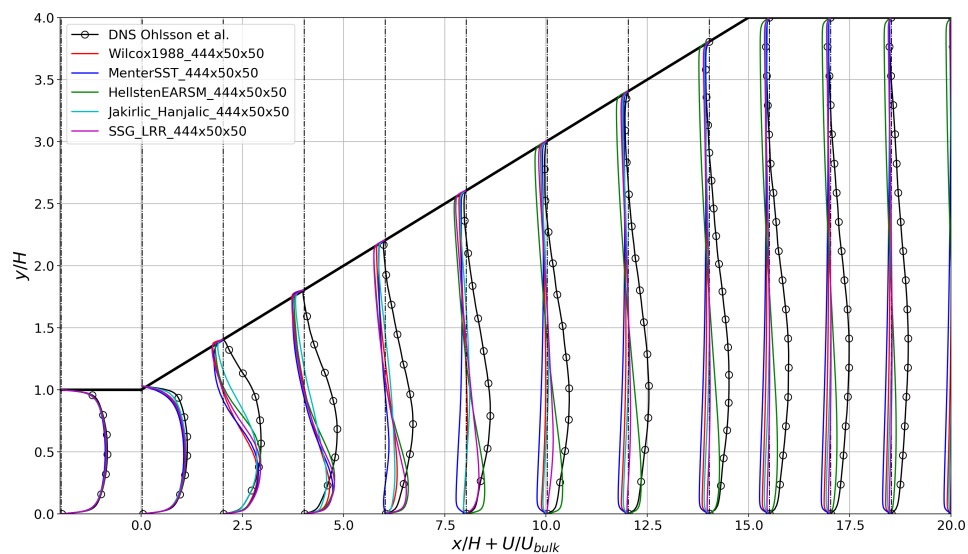
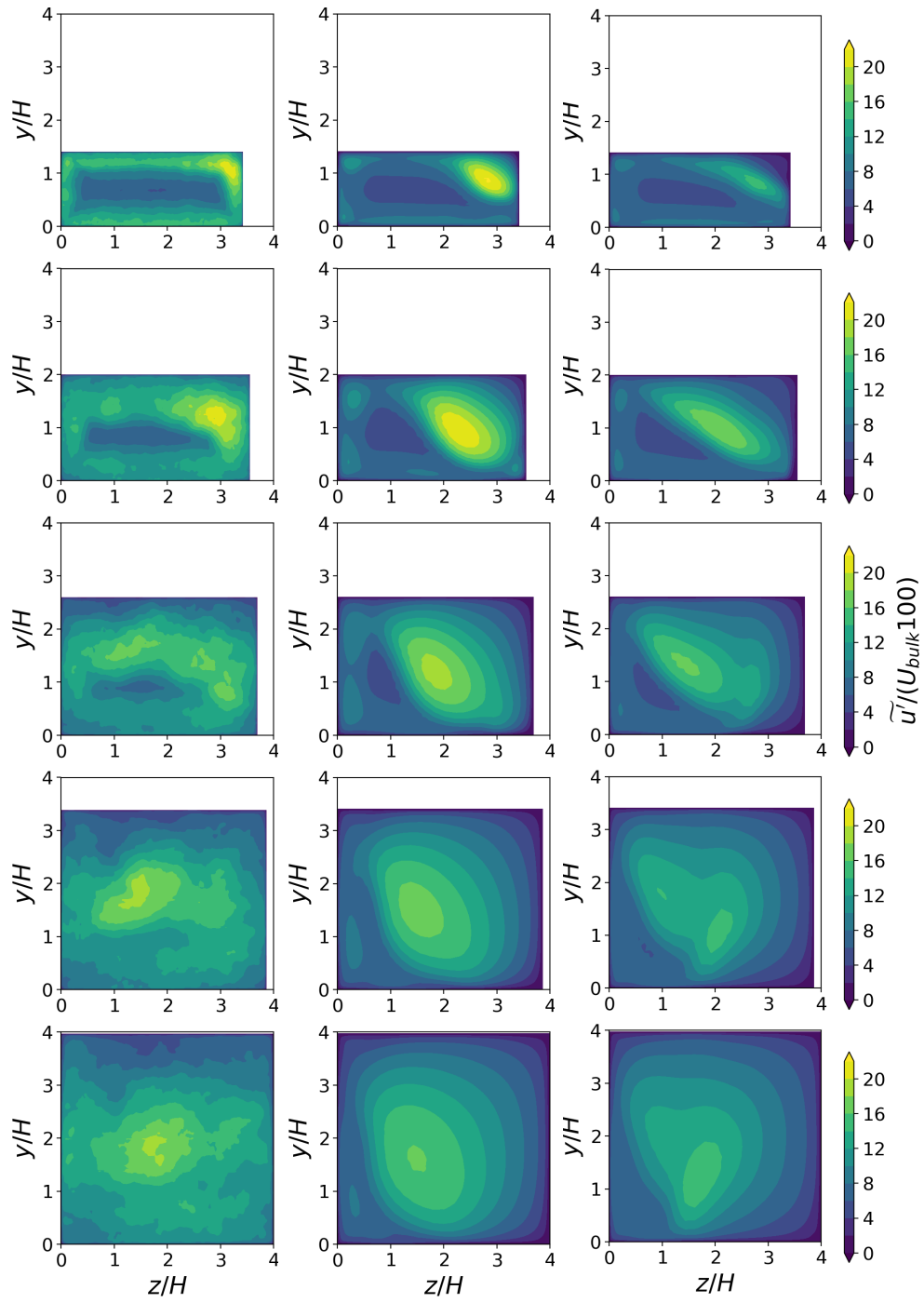
(a) $z/B = 0.5$ (b) $z/B = 0.875$

Abbildung 2.7.: Geschwindigkeitsprofile innerhalb des Diffusors



(a) DNS

(b) Wilcox $k-\omega$ (c) Menter SST $k-\omega$ 

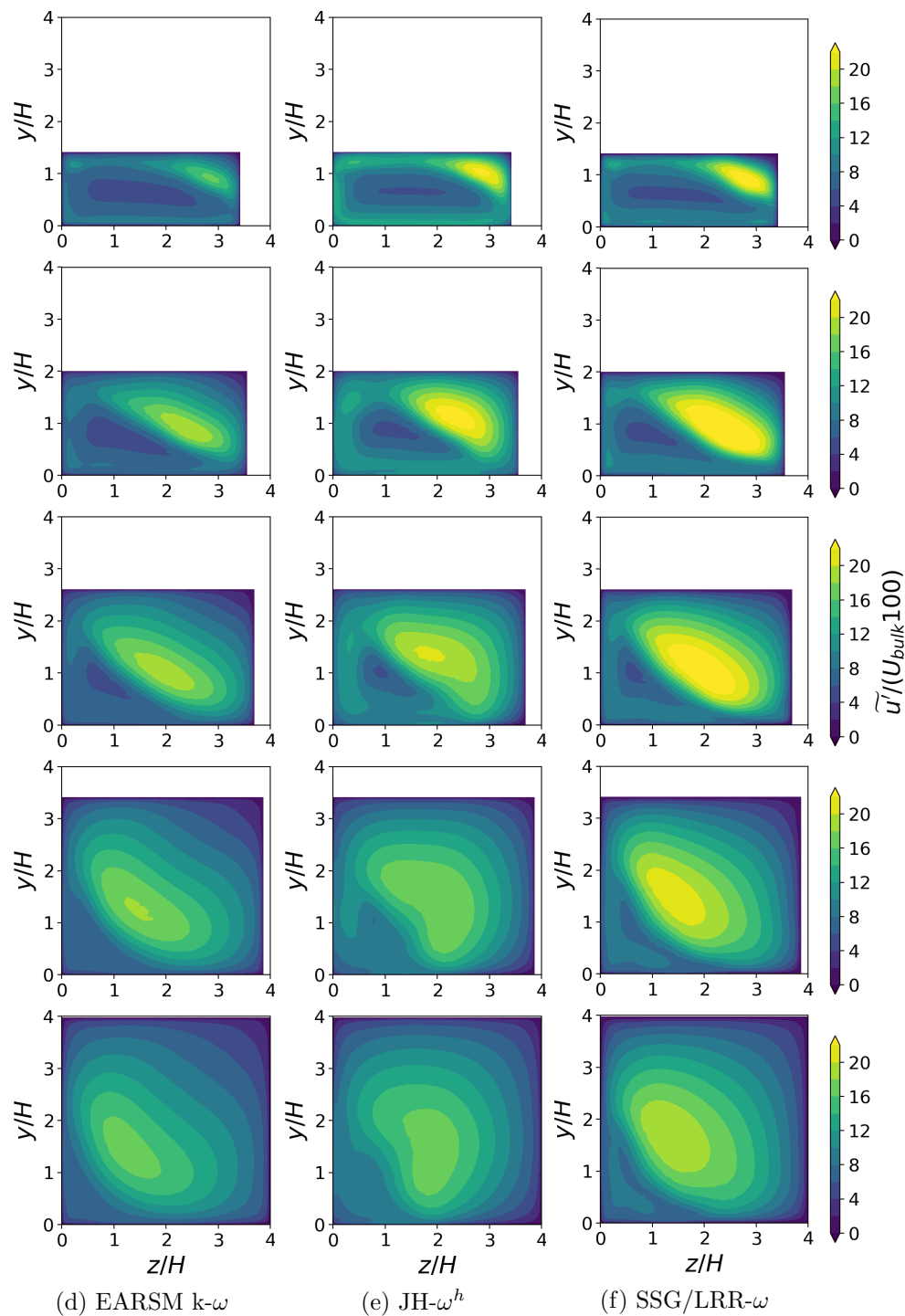
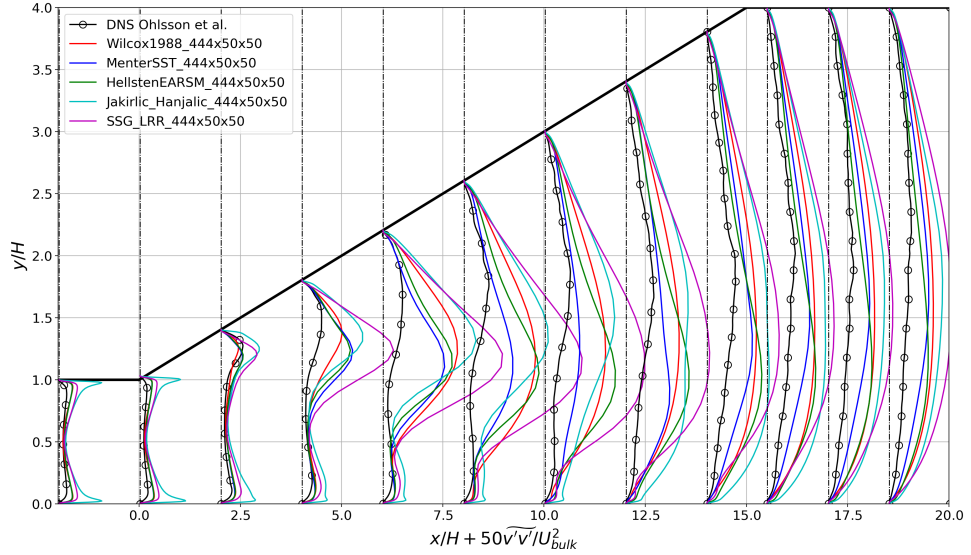
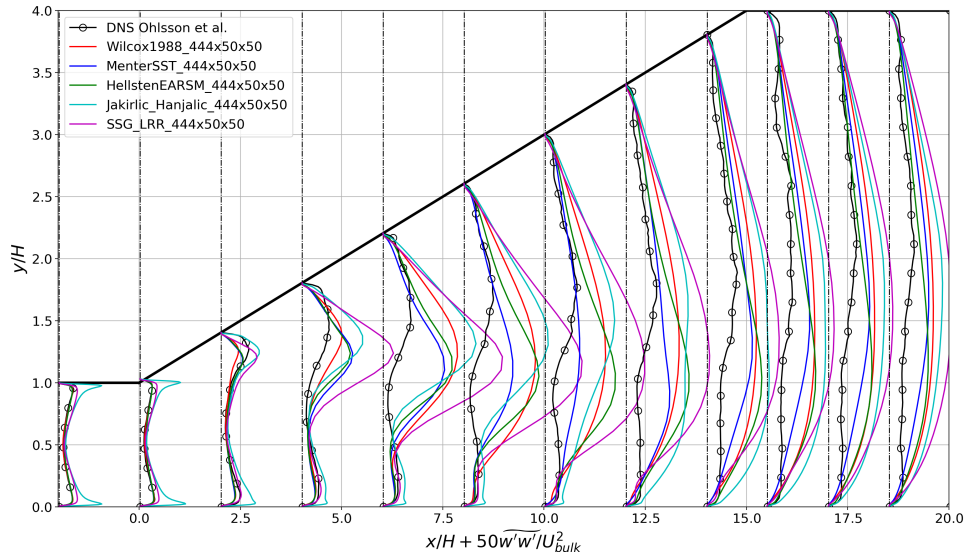


Abbildung 2.8.: Verteilung der ersten Hauptkomponente des Reynoldsspannungstensors an den nach der Erweiterung stromab liegenden Positionen $2H, 5H, 8H, 12H, 15H$ (Netzauflösung $444 \times 50 \times 50$)



(a) Zweite Hauptkomponente des Reynoldsspannungstensors



(b) Dritte Hauptkomponente des Reynoldsspannungstensors

Abbildung 2.9.: Reynoldsspannungsprofile innerhalb des Diffusors bei $z/B = 0.5$

2.1.1.2. Wirbelgenerator

Der betrachtete Testfall bildet die experimentelle und numerische Untersuchung eines Wirbelgenerators auf einer ebenen Platte [142] nach. Die erzielten numerischen Strömungsergebnisse und damit die verwendeten Turbulenzmodelle werden an der Übereinstimmung mit den experimentellen Daten bewertet. Dabei spielt zum einen die Stärke des Wirbels

$$\omega_x = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \quad (2.3)$$

eine Rolle. Zum anderen wird die laterale Position des Wirbelzentrums (dort herrscht die Wirbelstärke $\omega_{x_{max}}$) sowie die laterale Ausdehnung $R_{0,5}$ bewertet. Letzteres repräsentiert den mittleren Radius, bis zu welchem die maximale Wirbelstärke auf die Hälfte abgefallen ist. Im Experiment wurden zwei verschiedene Wirbelgeneratorgeometrien unter drei geometrischen Anstellwinkeln ($\alpha \in \{10^\circ, 16^\circ, 23^\circ\}$) an 12 stromab liegenden Positionen vermessen, wobei die ankommende Grenzschichtdicke ($\delta=35\text{mm}$) und die Freistromgeschwindigkeit (34 m/s) konstant gehalten wurden. Da im industriellen Einsatz häufiger Wirbelgeneratoren im Einsatz sind, die ein Verhältnis der Höhe zur ankommenden Grenzschichtdicke von kleiner als eins haben, wurde zunächst die sogenannte 'Low-profile' Variante mit den Abmessungen $h/\delta = 0,2$ und $e/h = 7$ (siehe dazu auch Abb. 2.10) betrachtet. In der CFD-Simulation wird der Wirbelgenerator als unendlich dünne Platte

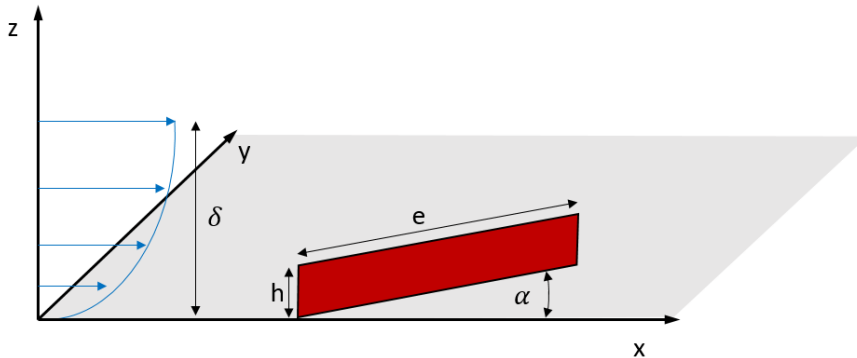


Abbildung 2.10.: Schematische Darstellung der Geometrieparameter des Wirbelgenerators

angenähert, da die im Experiment verbaute Dicke nicht dokumentiert ist. In Abb. 2.11 ist zunächst die Vernetzung des gesamten Rechengebiets links und eine Detailansicht der Umsetzung des Wirbelgenerators rechts dargestellt. Das Rechengebiet besitzt periodische Randbedingungen in y Richtung, eine viskose Wand bei z_{\min} und eine nicht viskose Wand bei z_{\max} . Der Betriebspunkt bzw. die erforderliche Freistromgeschwindigkeit wird über die Anpassung des statischen Austrittsdrucks und der Vorgabe eines turbulenten Grenzschichtprofils am Eintritt erreicht. Für die korrekte Wiedergabe der Wirbeltrajektorie sind zum einen die Netzorientierung und zum anderen die Netzauflösung im

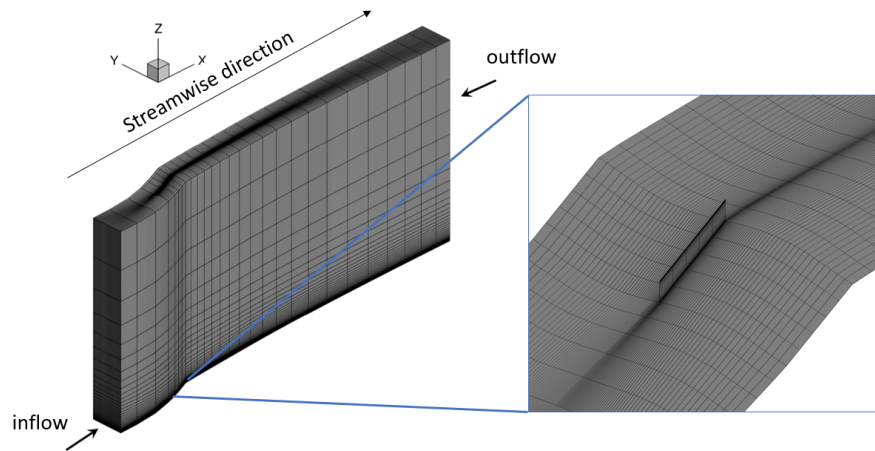


Abbildung 2.11.: Umsetzung des Wirbelgenerators in der CFD (lediglich 20% (links) und 50% (rechts) der endgültig verwendeten Gitterzellen dargestellt)

Wirbeltransportgebiet entscheidend. Da die Orientierung und Ausrichtung der Netzlinsen im Nachlauf auf die Wiedergabe des selbigen einen erheblichen Einfluss haben, wurde zunächst ein optimal orientiertes Netz mit dem abteilungsinternen Vernetzungswerkzeug **PyMesh** ermittelt. Darauf aufbauend wurde eine Netzstudie der Konfiguration mit $\alpha = 23^\circ$ und den beiden Turbulenzmodellen Menter SST $k-\omega$ und SSG/LRR- ω durchgeführt. Hierbei wurde die Sensitivität der Lösung hinsichtlich der Netzauflösung in jeder der drei Raumrichtungen separat betrachtet. Exemplarisch ist in Abb. 2.12 und Abb. 2.13 die Reproduktion des entstehenden Wirbels für verschiedene Netze dargestellt. Bei den Netzen $135 \times 50 \times 100$, $135 \times 200 \times 200$ und $135 \times 300 \times 300$ beträgt das Verhältnis aus Gesamtdomainhöhe zu Wirbelgeneratorhöhe h lediglich 14,3. Um einen Blockageeffekt des Wirbelgenerators auszuschließen wurde anschließend eine Vergrößerung der Domainhöhe um einen Faktor sechs in Kombination mit einer Anpassung des statischen Gegendrucks durchgeführt. Diese Simulation bzw. Geometrievariation verbirgt sich hinter $135 \times 200 \times 250$. Das Konvergenzniveau ist bei allen betrachteten Simulationen ähnlich, sodass die Ergebnisse vergleichbar sind (siehe Abb. 2.14). Letzendlich fiel die Wahl für die weiteren modellübergreifenden Vergleiche auf eben diese Variation mit einer Netzauflösung von 6.750.000 Lösungspunkten ($135 \times 200 \times 250$). Verglichen mit der ebenfalls dargestellten Referenz-CFD Lösung aus [142], wobei ebenfalls das Menter SST $k-\omega$ Turbulenzmodell zum Einsatz kam, überwiegt die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten bei der Simulation mit **TRACE**. Dieser Sachverhalt spricht ebenso für eine wohlüberlegte Diskretisierung und Netzgenerierung.

Da die Arbeitsinhalte von AP 1.1.1 nicht in chronologischer Reihenfolge abgearbeitet wurden, sondern bei Betrachtung des Wirbelgenerators bereits erste Ergebnisse aus AP

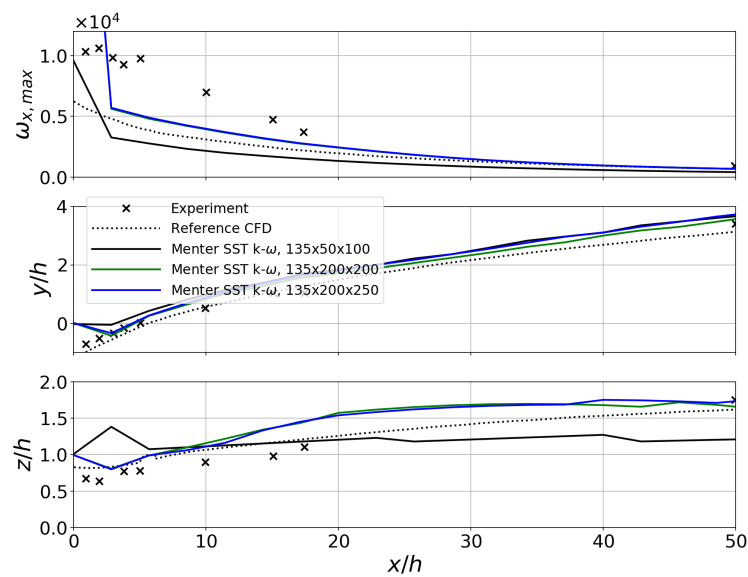
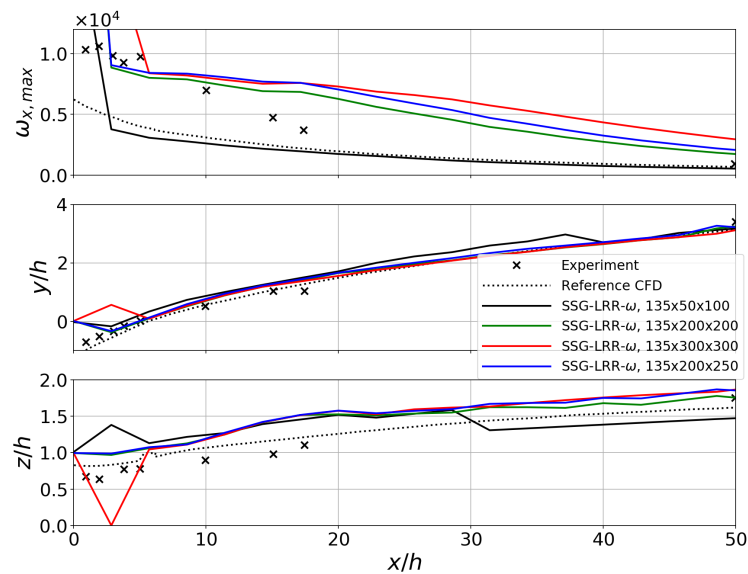
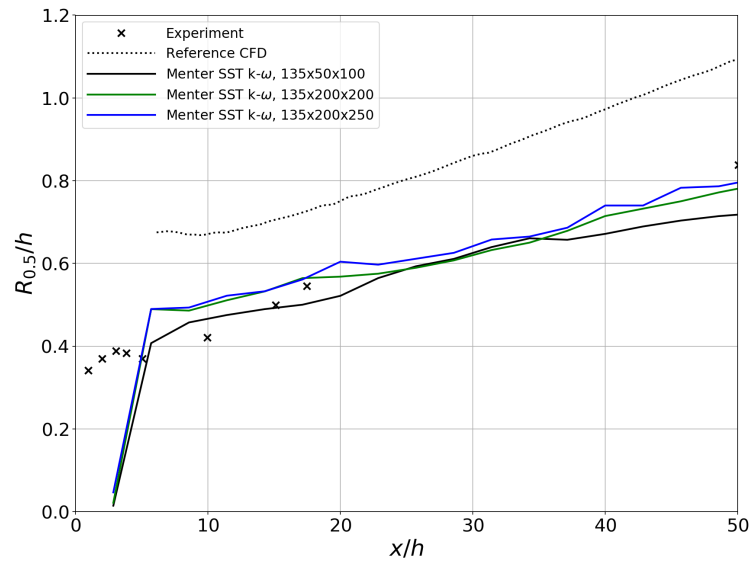
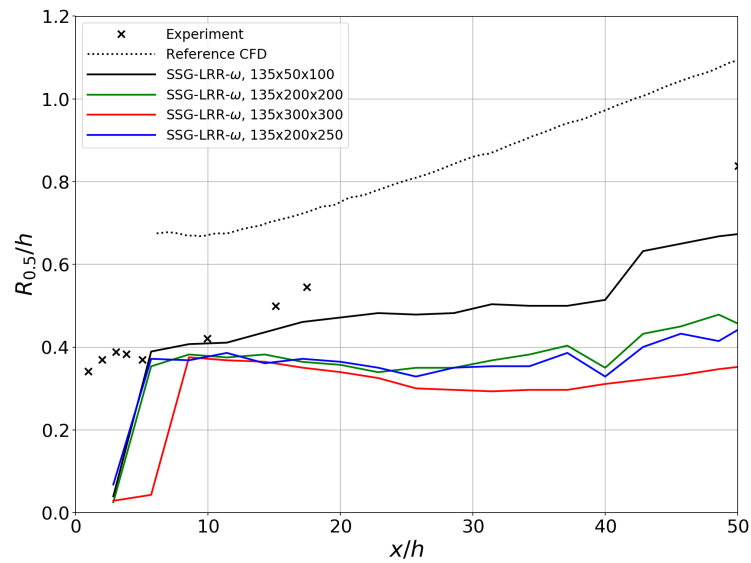
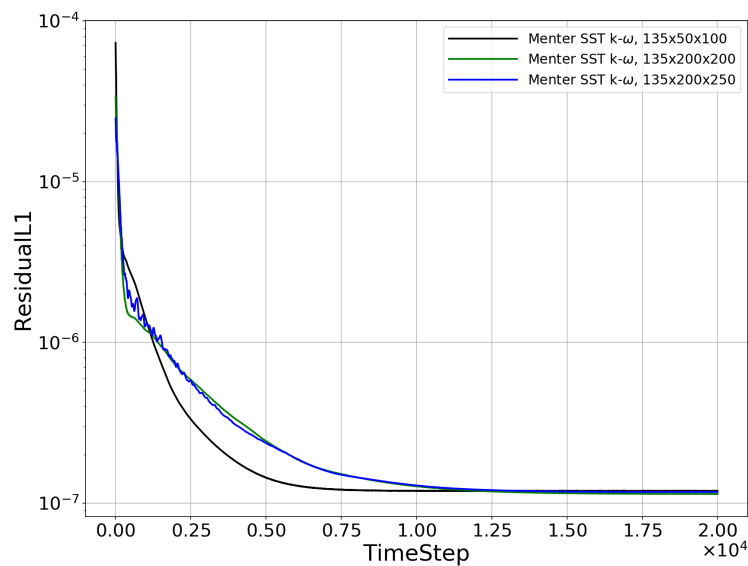
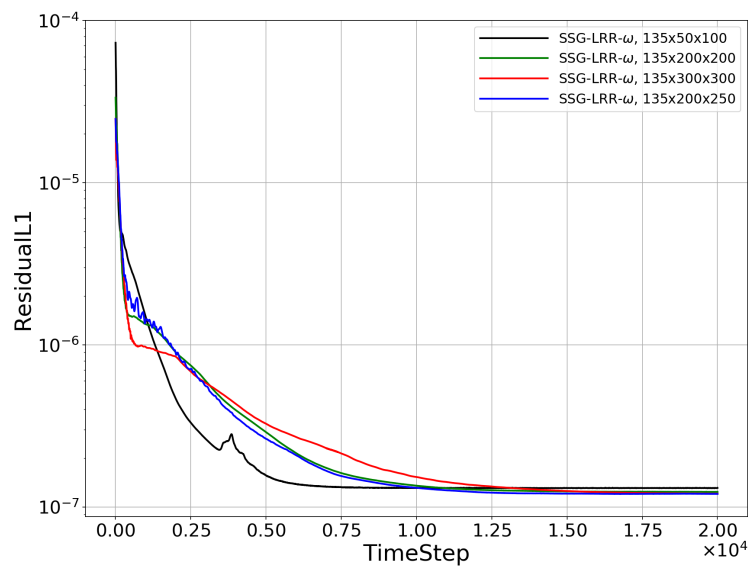
(a) Netzstudie Menter SST k- ω (b) Netzstudie SSG/LRR- ω

Abbildung 2.12.: Maximale Wirbelstärke und Wirbeltrajektorie in lateraler Richtung für $\alpha = 23^\circ$

1.1.1.2 vorlagen, beschränkte sich die Auswahl der Turbulenzmodelle auf das Menter

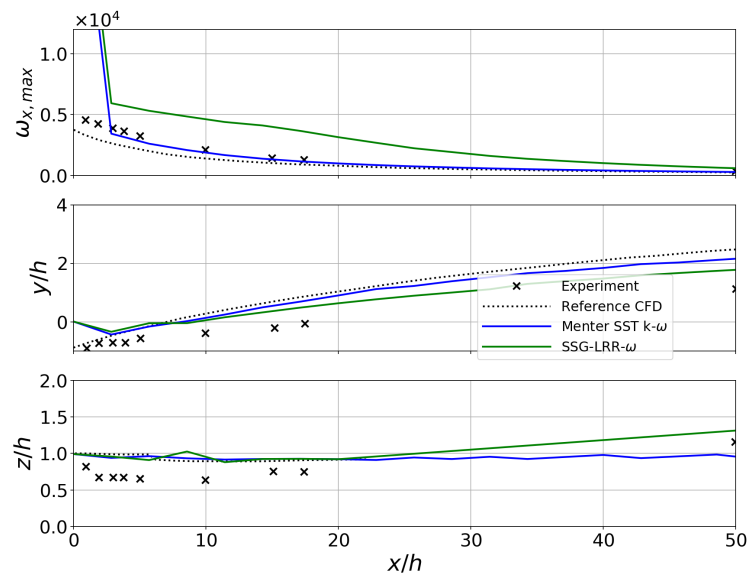
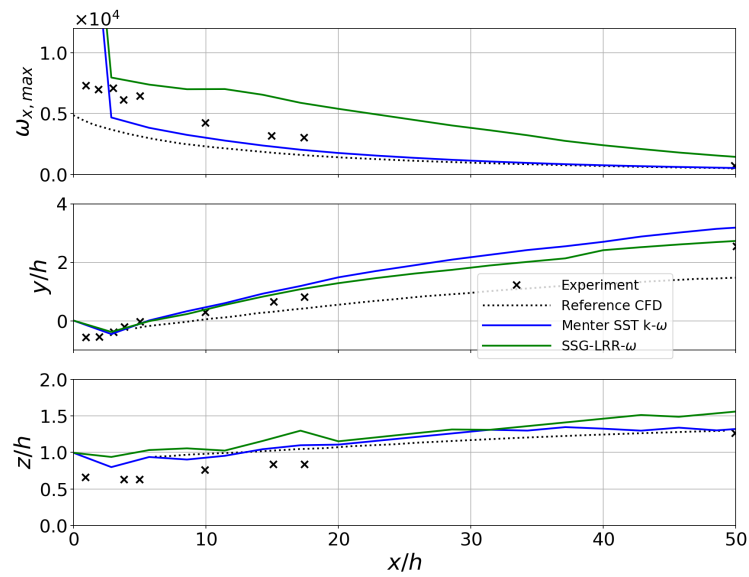
(a) Netzstudie Menter SST $k-\omega$ (b) Netzstudie SSG/LRR- ω Abbildung 2.13.: Laterale Ausdehnung des Wirbels für $\alpha = 23^\circ$

SST $k-\omega$ sowie das SSG/LRR- ω Modell. Betrachtet man Abb. 2.16 und vergleicht die beiden verwendeten Turbulenzmodelle miteinander, stellt man fest, dass das Reynoldss-

(a) Netzstudie Menter SST $k-\omega$ (b) Netzstudie SSG/LRR- ω Abbildung 2.14.: L1-Norm des globalen Residuums für $\alpha = 23^\circ$

pannungsmodell einen zu stark komprimierten (zu gering lateral ausgedehnten) Wirbel vorhersagt und dementsprechend die maximale auftretende Wirbelstärke, dargestellt in

Abb. 2.15, überschätzt wird. Dieser Sachverhalt wird ebenso bei Betrachtung der Schnittflächen stromab des Wirbelgenerators in Abb. 2.17 deutlich. Das verwendete lineare Wirbelzähigkeitsmodell, Menter SST $k-\omega$, sagt die lineare Entwicklung der Wirbelgröße für $x/h > 10$ überraschend gut vorher. Ebenso ist die initiale Wirbelentstehung, welche man anhand der Position der Wirbelzentren in y -Richtung beobachten kann, in den Simulationen mit den Erfahrungen und Messungen aus dem Experiment im Einklang. Aufgrund der Tatsache, dass die Strömung gezwungen ist, sich über den Wirbelgenerator hinweg zu bewegen, entsteht der Wirbel zunächst auf der Saugseite des Wirbelgenerators (negative y - Richtung). Die vorhergesagten Wirbeltrajektorien der Turbulenzmodelle in Abb. 2.15 sind allerdings weitestgehend ähnlich und darüber hinaus plausibel im Vergleich zu den Referenzmesswerten bzw. -ergebnissen. Nach Auswertung des Wirbelgenerators und Vergleich der beiden Turbulenzmodelle, muss festgehalten werden, dass die Ungenauigkeiten der Simulation, was die Vorhersage der Wirbelstärke und Wirbelgröße angeht, möglicherweise ein Modellierungsproblem der turbulenten Diffusion ist.

(a) $\alpha = 10^\circ$ (b) $\alpha = 16^\circ$

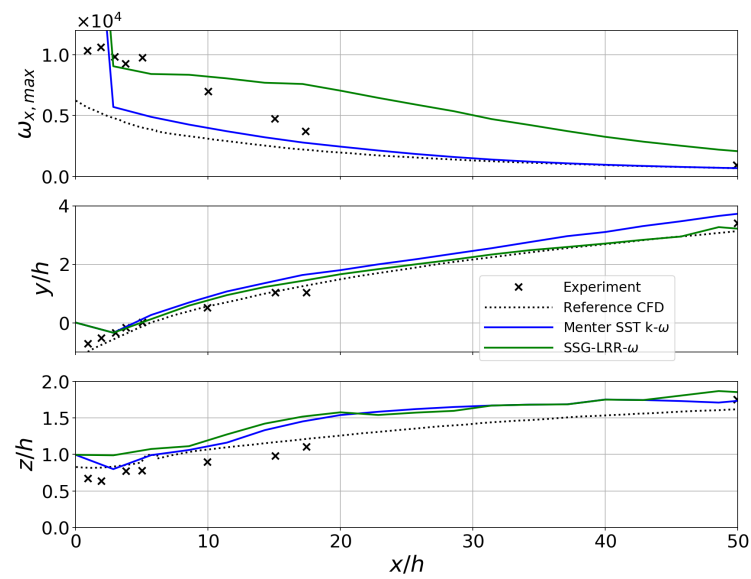
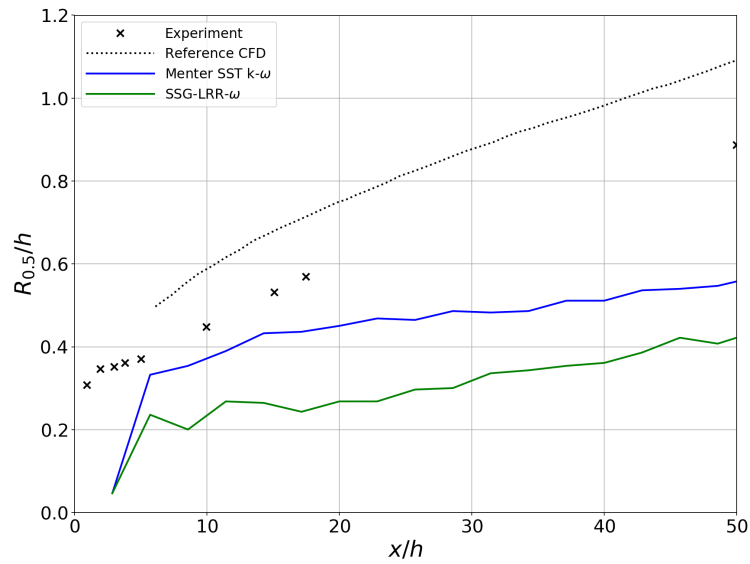
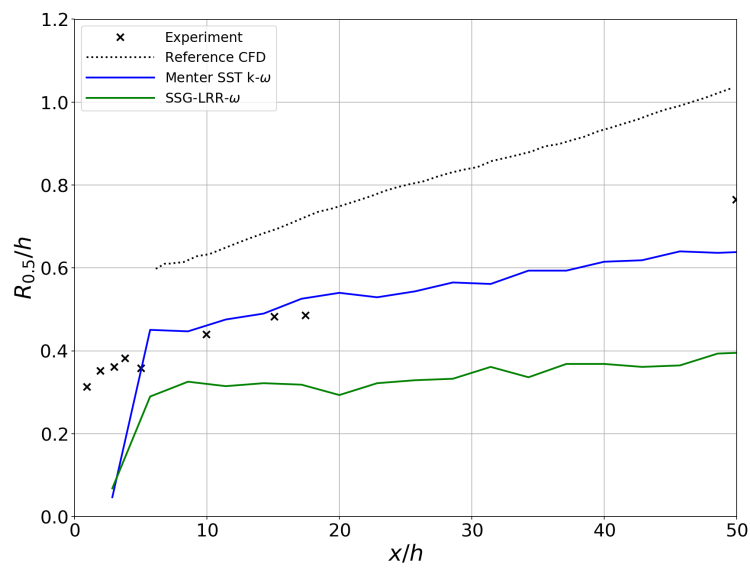
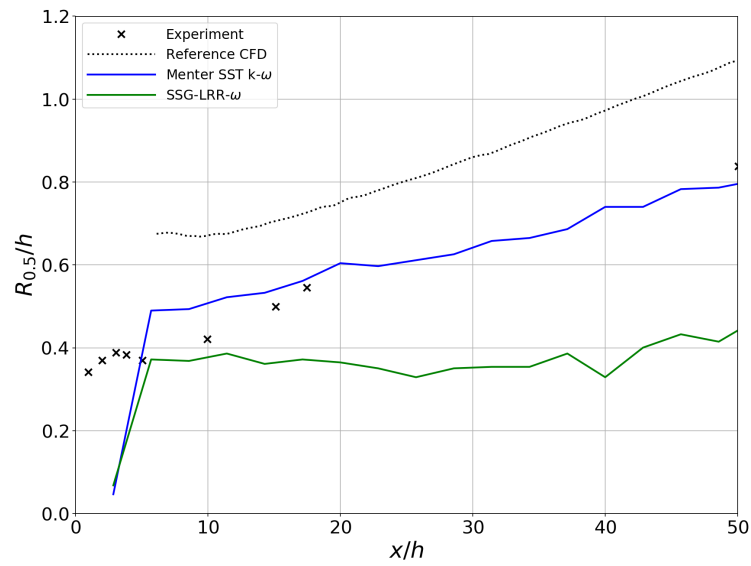
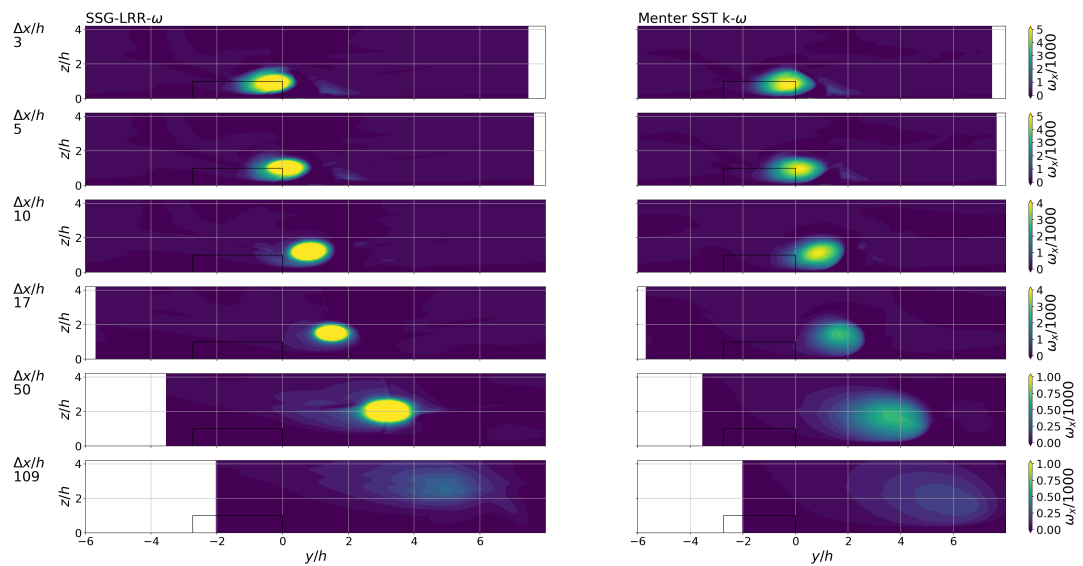
(c) $\alpha = 23^\circ$

Abbildung 2.15.: Maximale Wirbelstärke und Wirbeltrajektorie in lateraler Richtung für Menter SST $k-\omega$ und SSG/LRR- ω

(a) $\alpha = 10^\circ$ (b) $\alpha = 16^\circ$

(c) $\alpha = 23^\circ$ Abbildung 2.16.: Laterale Ausdehnung des Wirbels für Menter SST $k-\omega$ und SSG/LRR- ω Abbildung 2.17.: Verteilung der Wirbelstärke ω_x an sechs Ebenen stromab des Wirbelgenerators für $\alpha = 23^\circ$

2.1.2. Analyse der Verdichter-kaskade (AP 1.1.1.2)

In diesem Arbeitspaket sollen die Turbulenzmodelle anhand von experimentell vermessenen Verdichterströmungen bewertet werden. Der Projektplan sah hier zunächst eine experimentelle Untersuchung einer Verdichter-kaskade und eines mehrstufiges Rig, beides vermessen an der RWTH Aachen, vor. Daraufhin sollten die Geometrien, welche vom Projektpartner MTU Aero Engines AG stammen, im DLR mit TRACE nachgerechnet und die Turbulenzmodelle basierend auf der Wiedergabe des Transitionspunkts, des Abklingverhaltens der Nachläufe und der Turbulenzentwicklung (hauptsächlich Rig) analysiert werden. Da es bei den Messungen des Verdichterrigs allerdings zu erheblichen Verzögerungen kam, wurde dieses Arbeitspaket mit der Untersuchung der Kaskadenströmung abgeschlossen. Die Simulation des Mehrstufenverbands wurde damit in die finale Validierung in Abschnitt 2.1.4 verschoben.

2.1.2.1. C10 Verdichter-kaskade

Die betrachtete C10 Verdichter-kaskade wurde aufwendig im Gitterwindkanal der RWTH Aachen vermessen, siehe [60]. Dies lässt zu einer Bewertung des laminar-turbulenten Umschlags sowie zum anderen der Nachlaufausmischung zu. Der Betriebspunkt, welcher vom DLR mit TRACE nachgerechnet werden soll, liegt bei einer Machzahl von ca. 0,8 und einer Reynoldszahl von ungefähr 800.000. Das Rechenggebiet für die CFD umfasst die komplette 3D Geometrie inklusive der oberen und unteren Kanalwand von der ersten bis zur letzten Messebene im Experiment, vgl. Abb. 2.18. In Teilungsrichtung werden periodische Randbedingungen verwendet. Der gewünschte Betriebspunkt wird über die Vorgabe eines radialen Einströmprofils, welches aus dem Experiment extrahiert wurde, und eines Massenstroms am Austritt geregelt. Da die experimentellen Untersuchungen einen laminar-turbulenten Umschlag auf der Saugseite der Schaufel ermitteln konnten, wird für alle durchgeführten Simulation das Transitionsmodell γ - Re_θ verwendet. Aufgrund der geschilderten bisherigen Implementierungs- und Kopplungsarbeiten mit den verschiedenen Turbulenzmodellen (siehe Abschnitt 1.2.1.1) bieten sich für diese Auswertung lediglich die k - ω Modelle von Wilcox und von Menter sowie das SSG/LRR- ω an. In Abb. 2.19 sind die vorherrschenden Strömungsverhältnisse, die kennzeichnend für diese Kaskade stehen, dargestellt. Aufgrund des adversen Druckgradienten in Kombination mit Sekundärströmungsstrukturen lösen die Grenzschichten an den Gehäusewänden im hinteren Bereich des saugseitigen Profils ab. Die Auswirkungen dieser sogenannten Eckenablösung sind im Nachlauf der Kaskade deutlich zu erkennen. Anhand des gezeigten isentropen Machzahlverlaufs

$$Ma_{is} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_{t_{ref}}}{p} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right]} \quad (2.4)$$

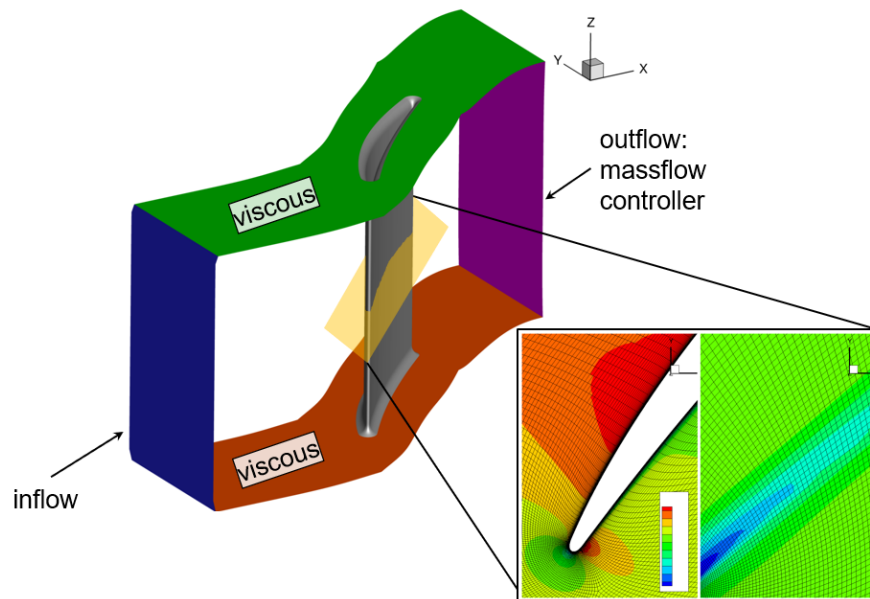


Abbildung 2.18.: Schematische Darstellung des Setups der Kaskadenrechnung

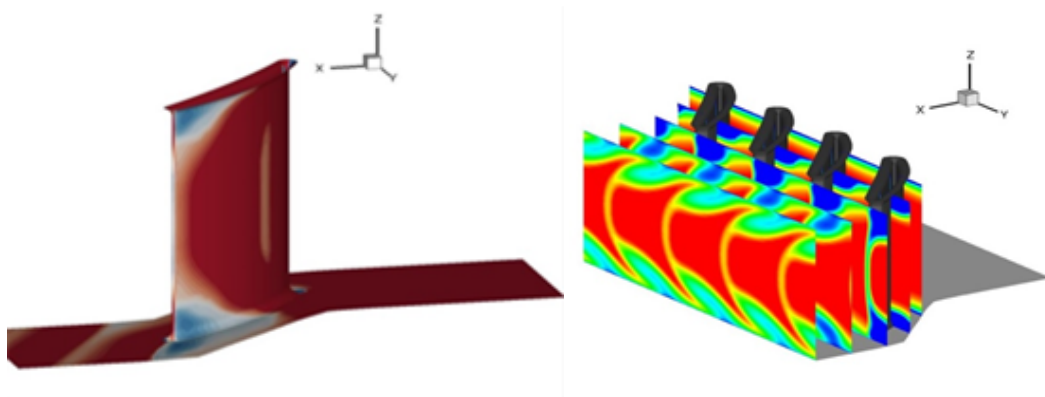
(a) Eckenablösung
illustriert durch die Wandschubspannung(b) Nachlaufentwicklung
illustriert durch den Totaldruck

Abbildung 2.19.: Überblick über die Kaskadenströmung

in Abb. 2.20 lässt sich zunächst einordnen, ob die betrachteten Simulationen den gewünschten Betriebspunkt der Kaskade korrekt wiedergeben. Gegenübergestellt sind dabei verschiedene Messmethoden (Oberflächenheißfilmgeber, Thermoblitz und Profildruckbohrungen) mit den ermittelten Werten aus den Simulationen, wobei der Referenztotaldruck $p_{t_{ref}}$ am Kaskadeneintritt als flächengemittelter Wert bestimmt wurde. Die

axiale Lauflänge von Saug- und Druckseite des Profils wird mit der axialen Sehnenlänge b_{ax} skaliert. Das Wilcox $k-\omega$ und das SSG/LRR- ω stimmen dabei sehr gut mit den

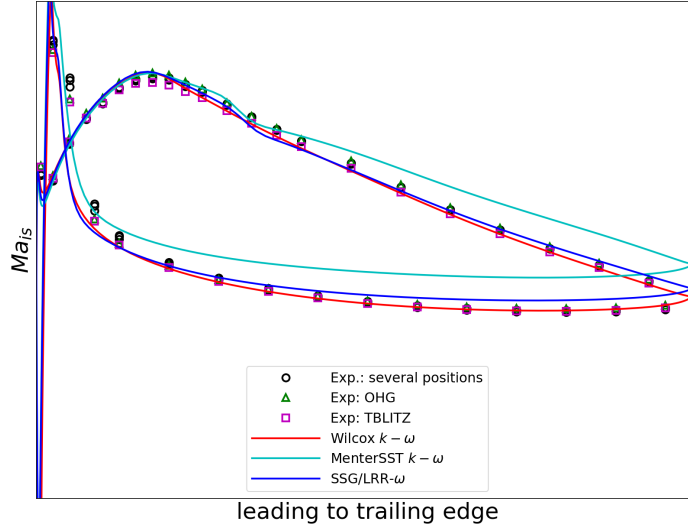


Abbildung 2.20.: Isentrope Machzahl über der axialen Lauflänge für verschiedene Turbulenzmodelle

gemessenen isentropen Machzahlverteilungen überein. Wohingegen das Menter SST $k-\omega$ deutliche Abweichungen im hinteren Bereich des Profils zeigt. In Abb. 2.21 wird der experimentell ermittelte mit dem numerisch bestimmten laminar-turbulenter Transitionsunkt verglichen. Auch hierbei werden wiederum verschiedene Messmethoden oder Messgrößen im Experiment betrachtet. Der Transitionsunkt wird in dieser Darstellung als derjenige Punkt identifiziert, an dem es zu einem Anstieg der betrachteten Messgröße kommt (egal ob experimentell oder numerisch). Das bedeutet, dass im Experiment an der RWTH Aachen ein Umschlagspunkt auf der Saugseite bei $x/b_{ax} \approx 0,4$ beobachtbar war. Die Turbulenzmodelle Menter SST $k-\omega$ und das SSG/LRR- ω prognostizieren in Verbindung mit dem verwendeten γ - Re_θ Transitionsmodell einen Anstieg der Wandschubspannung

$$\tau_w = \eta \frac{\partial u_x}{\partial y} \Big|_{y=0} \quad (2.5)$$

und damit einhergehend einen Transitionsunkt etwas weiter vorne bei $x/b_{ax} \approx 0,33$. Unter Anwendung des Wilcox $k-\omega$ Turbulenzmodells wird eine vollturbulente Umströmung vorhergesagt. Die Erklärung dafür liefert Abb. 2.22. Es scheint, dass es trotz der Verwendung der Modellmodifikation nach [71] zu einer unphysikalischen Überproduktion der turbulenten kinetischen Energie nahe des Staupunkts (auch bekannt als Staupunkt-

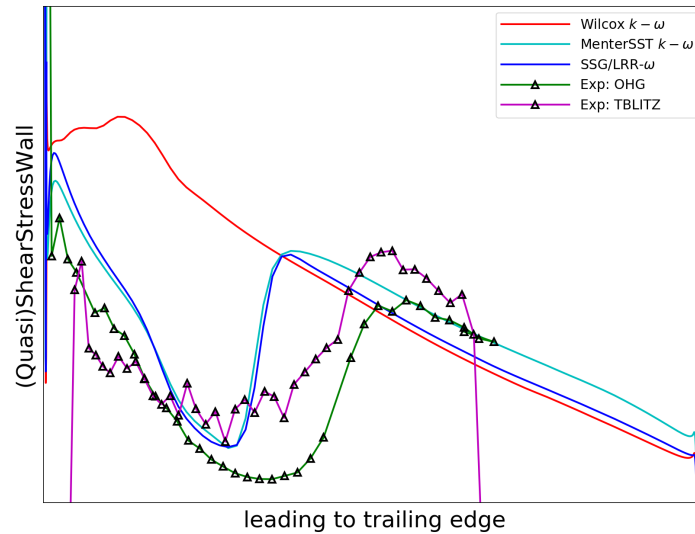


Abbildung 2.21.: Ermittlung des laminar-turbulenten Transitionspunkts für verschiedene Turbulenzmodelle. Experiment: rechte y-Achsen entsprechend Farbwahl. Simulation: linke y-Achse.

Anomalie) kommt. Die beiden anderen Turbulenzmodelle (in Abb. 2.22 ist exemplarisch das Reynoldsspannungsmodell abgebildet) zeigen dieses Problem nicht.

Diese Tatsache lässt sich bei Betrachtung der Ausmischung nach der Schaufelumströmung in Abb. 2.23 als wesentlich breiterer Nachlauf mit hoher turbulenter kinetischer Energie bei diesem Turbulenzmodell erkennen. Das Menter SST $k-\omega$ und das SSG/LRR- ω zeigen eine Ähnlichkeit, was die Form und Breite der Nachlaufzellen angeht, allerdings überwiegen die Verluste des Zweigleichungsmodells etwas. Im Vergleich zu den experimentellen Daten prognostizieren die numerischen Simulationen allerdings zu große Nachlaufverluste.

Die Überschätzung der Nachlaufverluste im Mittelschnitt in Abb. 2.23 ist letztendlich auf zu große Eckenwirbel, welche noch im Nachlauf bei $+40\% x/b_{ax}$ (siehe in Abb. 2.24) zu erkennen sind, zurückzuführen. Wie auch schon im Mittelschnitt sind die Totaldruckverluste und die turbulente kinetische Energie bei 20% und 80% Kanalhöhe größer als im Experiment. Die Turbulenzmodelle Wilcox $k-\omega$ und SSG/LRR- ω zeigen bei isotropen, symmetrischen Einstrombedingungen in das Recheng Gebiet keinerlei Asymmetrie, wohingegen die Simulation mit dem Menter SST $k-\omega$ diese, wenn auch gering, vorhersagt. In Abb. 2.25 sind die Diskrepanzen bezüglich der Vorhersage der Eckenwirbelgröße nochmals in einer 2D-Darstellung gezeigt.

Die Ergebnisse des Menter SST Modells lassen darauf schließen, dass sich die Lösung

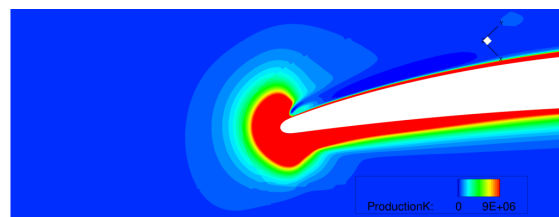
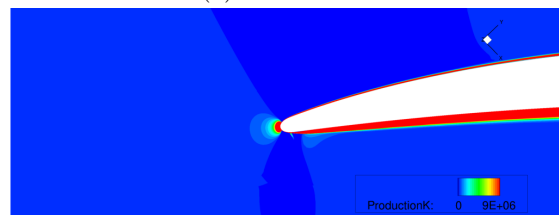
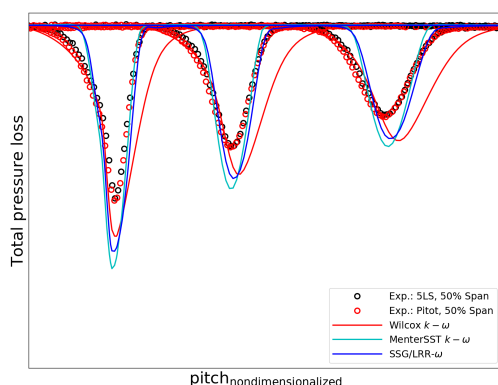
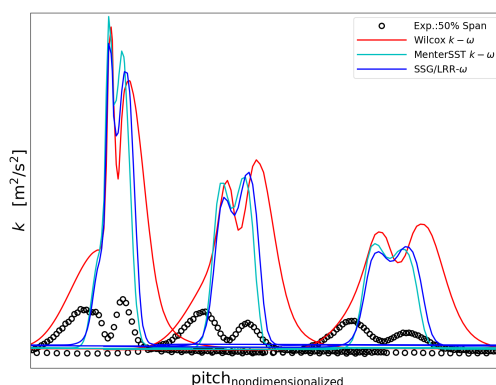
(a) Wilcox $k-\omega$ (b) SSG/LRR- ω (rechts)

Abbildung 2.22.: Gegenüberstellung von turbulenter Produktion an der Schaufelvorderkante



(a) Totaldruckverlust



(b) Turbulente kinetische Energie

Abbildung 2.23.: Ausmischung des Nachlaufs bei +9% x/b_{ax} , +40% x/b_{ax} und +80% x/b_{ax} (von links nach rechts) hinter der Hinterkante und 50% der Kaskadenhöhe für verschiedene Turbulenzmodelle

instationär verhält. Wendet man beispielsweise die Modifikation des turbulenten Produktionsterm nach [20] an, erhält man allerdings das erwartete stationäre Ergebnis. Die Schaufelumströmung und die Nachlaufdarstellungen ähneln dann den gezeigten Verläufen des SSG/LRR- ω Modells. Allerdings verschiebt diese Modifikation den ohnehin zu weit vorne liegenden Transitionsunkt noch weiter in Richtung Schaufelvorderkante. Die Si-

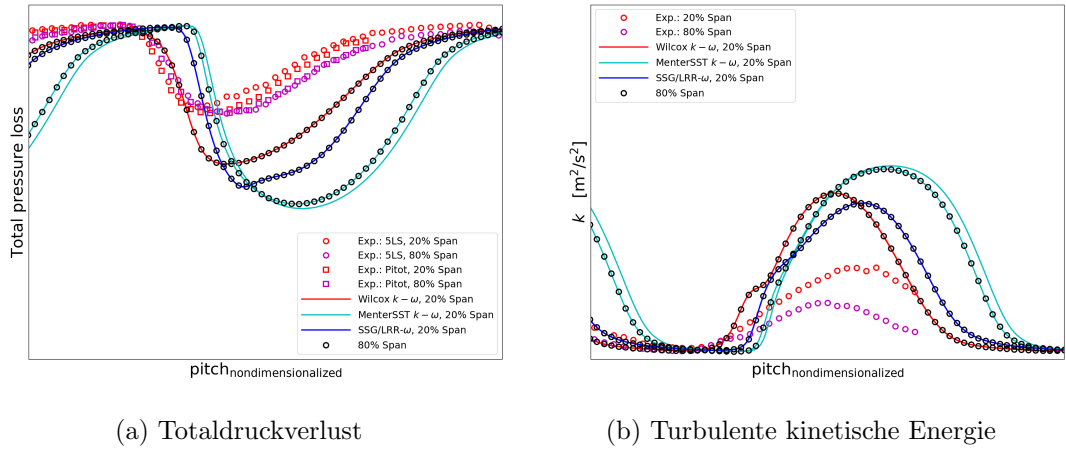


Abbildung 2.24.: Ausmischung des Nachlaufs bei +40% x/b_{ax} hinter der Hinterkante und 20% bzw. 80% der Kaskadenhöhe für verschiedene Turbulenzmodelle

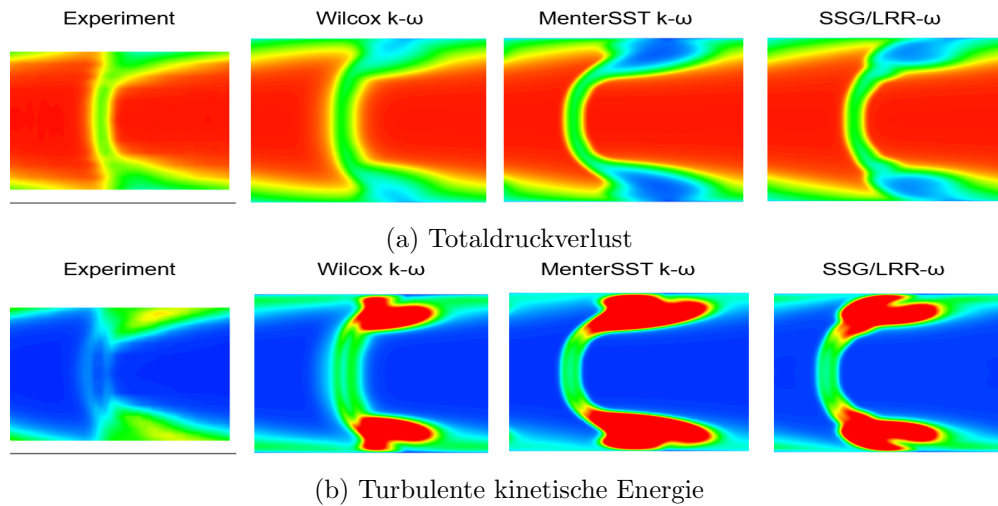


Abbildung 2.25.: Nachläuf bei +40% x/b_{ax} hinter der Hinterkante für verschiedene Turbulenzmodelle im Vergleich zum Experiment

mulation der Verdichter-kaskade leidet unter dem Dilemma, dass nicht gleichzeitig die Transitions-lage und die Größe der Eckenwirbel in Übereinstimmung mit dem Experiment vorhergesagt werden können. Für eine Verkleinerung der Ausdehnung wie auch der Intensität der Eckenablösung müsste die Turbulenz in der Zuströmung (turbulente kinetische Energie oder turbulentes Längenmaß) erhöht werden. Dies würde allerdings gleichzeitig die Lage des Transitions-punkts weiter in Richtung Schaufel-vorderkante verschieben.

Deswegen wurden abschließend in diesem Arbeitspaket die Auswirkungen der Eintrittsrandbedingung untersucht. Die gemessene Turbulenzgradverteilung am Eintritt in Abb. 2.26(a) offenbart die räumliche Inhomogenität der Zuströmung.

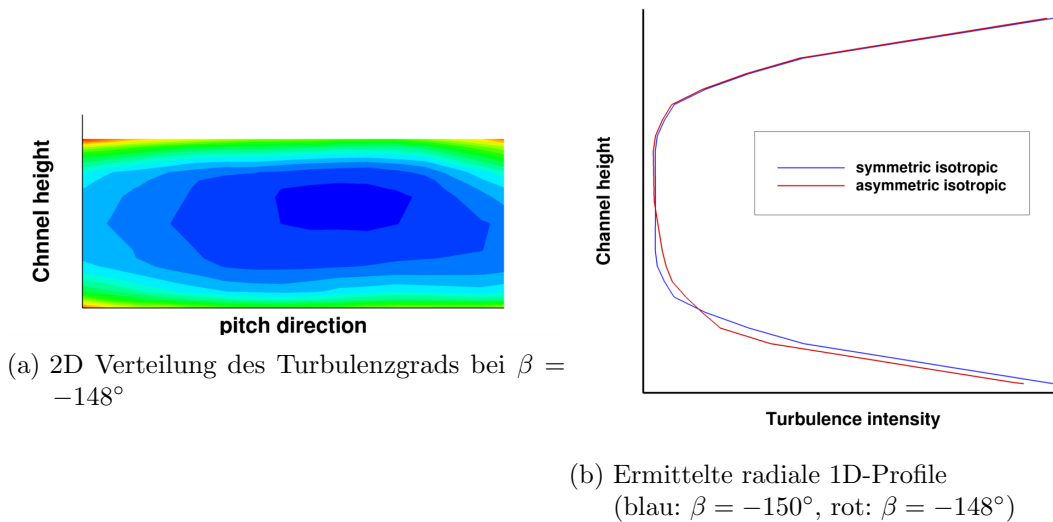


Abbildung 2.26.: Experimentell bestimmte Turbulenzgradverteilungen in der Zuströmung $-160\% \ x/b_{ax}$ vor der Schaufel

Die radiale Turbulenzgradverteilung, welche für alle bisherigen Simulationen als Eintrittsrandbedingung verwendet wurde, ist als „symmetric isotropic“ in Abb. 2.26(b) dargestellt. Dieses Profil wurde bei Messungen eines anderen Gittereinbauwinkels $\beta_1 = -150^\circ$ (als der hier simulativ betrachtete Winkel von $\beta = -148^\circ$) ermittelt. Aus der 2D-Verteilung lässt sich durch gezieltes Ausblenden der Randbereiche von Abb. 2.26(a) ebenfalls ein radiales Tu-Profil extrahieren. Dieses wird in Abb. 2.26(b) als „asymmetric isotropic“ bezeichnet, da es auf der asymmetrischen 2D-Verteilung basiert. Da das turbulente Abklingverhalten experimentell lediglich bei $\beta_1 = -150^\circ$ bestimmt wurde und es durchaus Diskrepanzen zu den durchgeführten Simulationen gibt, wurden nachfolgend zusätzlich die Auswirkungen des turbulenten Längenmaßes untersucht. Dafür wird das bisherige Längenmaß am Eintrittsrand mit einem konstanten Faktor von 1,5 multipliziert. Bei Betrachtung der Anisotropie in der Zuströmung in Abb. 2.27 wird außerdem deutlich, dass diese weder homogen noch isotrop ist (ein isotroper Strömungszustand würde sich in dieser Darstellung durch die Farbe blau (dreikomponentige oder isotrope Turbulenz) auszeichnen). Deswegen wird zusätzlich die Vorgabe von anisotropen turbulenten Eintrittsrandbedingungen in Form von Turbulenzgrad aus Abb. 2.26(b), Längenmaßvergrößerung und radialer 1D-Verteilung des Anisotropietensors, basierend auf der 2D-Verteilung in Abb. 2.27, untersucht.

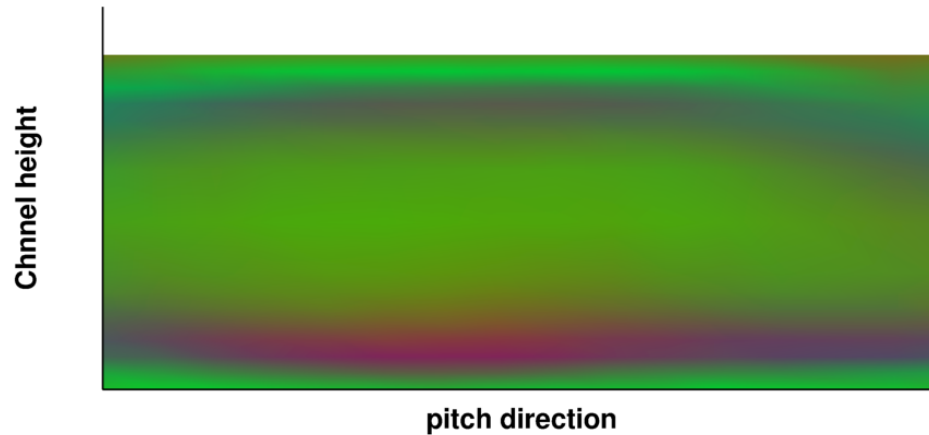


Abbildung 2.27.: Experimentell ermittelte Anisotropie in der Zuströmung $-160\% x/b_{ax}$ vor der Schaufel. Dargestellt durch RGB-Farbgebung: Rot: einkomponentige Turbulenz, Grün: zweikomponentige Turbulenz, Blau: isotrope Turbulenz

Die Auswirkungen der durchgeführten Variationen der turbulenten Zuströmbedingungen werden nun exemplarisch für das SSG/LRR- ω evaluiert. In der Zuströmung führt die Verwendung von anisotropen Reynoldsspannungen zu einer Abschwächung des turbulenten Zerfalls. Der größte Effekt wird allerdings durch eine Vergrößerung des turbulenten Längenmaßes erzielt. Extrapoliert man die Zerfallskurven der Simulationen mit $1,5L_t$ bis zur Schaufelvorderkante, stimmen die Tu-Werte dort ungefähr mit den Werten bei der 1D Messung von $\beta_1 = -148^\circ$ überein. Unter der Annahme, dass sich der gemessene turbulente Zerfall bei einem Gitterwinkel von $\beta_1 = -150^\circ$ auf den Gitterwinkel von $\beta_1 = -148^\circ$ übertragen lässt, ist dies das beabsichtigte Verhalten in der Simulation dieser Längenmaßmodifikation gewesen.

Wie bereits angedeutet, ist in Abb. 2.28 die Verringerung der Eckenwirbelgröße durch eine Erhöhung des turbulenten Längenmaßes zu sehen, sodass diese Simulationen eher mit den Messergebnissen übereinstimmen. Leider führt allerdings eine Verwendung von anisotropen Randbedingungen zu einem Drift zu höheren isentropen Machzahlen an der Hinterkante. Die Transitionslage in Abb. 2.29 hingegen verhält sich genau umgekehrt, sodass es bei einer Längenmaßerhöhung zu einem früheren Umschlagspunkt kommt, wohingegen die anisotropen Randbedingungen diese verzögern.

Die generellen Überschätzungen des Totaldruckverlusts und der turbulenten kinetischen Energie der Nachläufe bei 50% der Kaskadenhöhe in Abb. 2.30 lassen sich allerdings kaum durch die hier durchgeführten Änderungen der Einstrombedingungen ändern oder gar reduzieren.

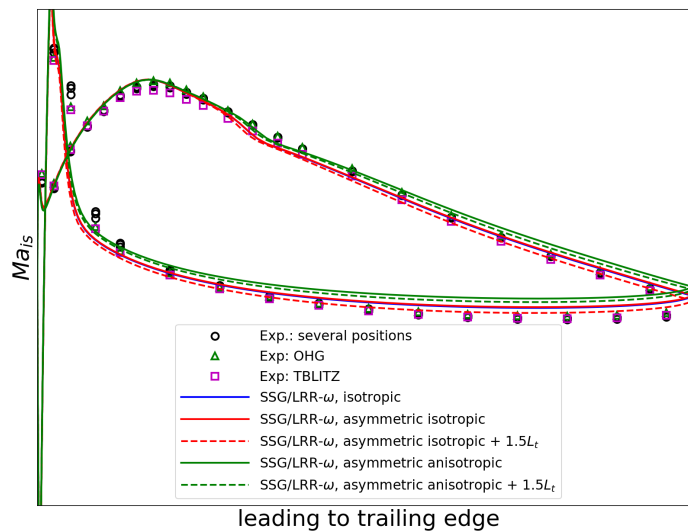


Abbildung 2.28.: Isentrope Machzahl über der axialen Lauflänge für verschiedene Zuströmbedingungen

Unter Berücksichtigung von Abb. 2.31 wird deutlich, warum die Machzahlverteilung der Simulationen mit anisotropen Randbedingungen Abweichungen zu den anderen Kurven zeigte. Die Eckenablösung, welche an der oberen Endwand entsteht, wird nun bei 20% spannweitiger Richtung maßlos überschätzt. Allerdings kann man festhalten, dass die Verwendung von asymmetrischen Einstromprofilen und eine Erhöhung des turbulenten Längenmaßes die dargestellten Nachläufe in die richtige Richtung verschieben, dennoch bleibt die Diskrepanz zu den Messwerten erhalten. Leider führen realitätsnähere (da von der Messung abgeleitet) Zuströmbedingungen, wie die Betrachtung der Anisotropie, nicht zwingend zu einer verbesserten Übereinstimmung.

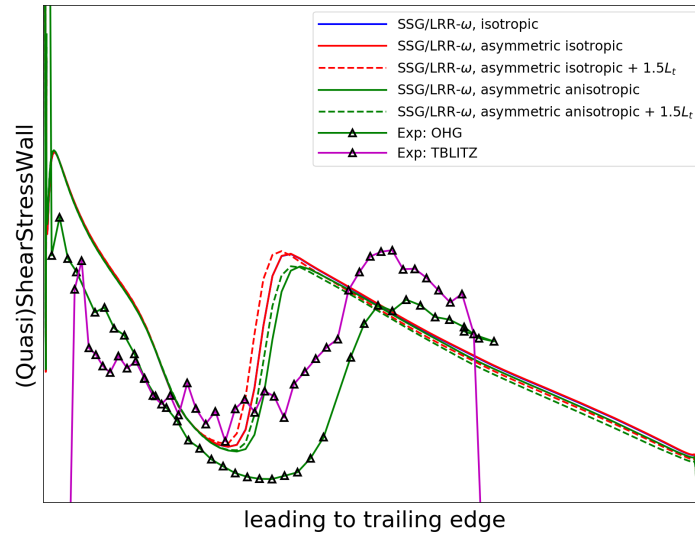


Abbildung 2.29.: Ermittlung des laminar-turbulenten Transitions punkts für verschiedene Zuströmbedingungen. Experiment: rechte y-Achsen entsprechend Farbwahl. Simulation: linke y-Achse.

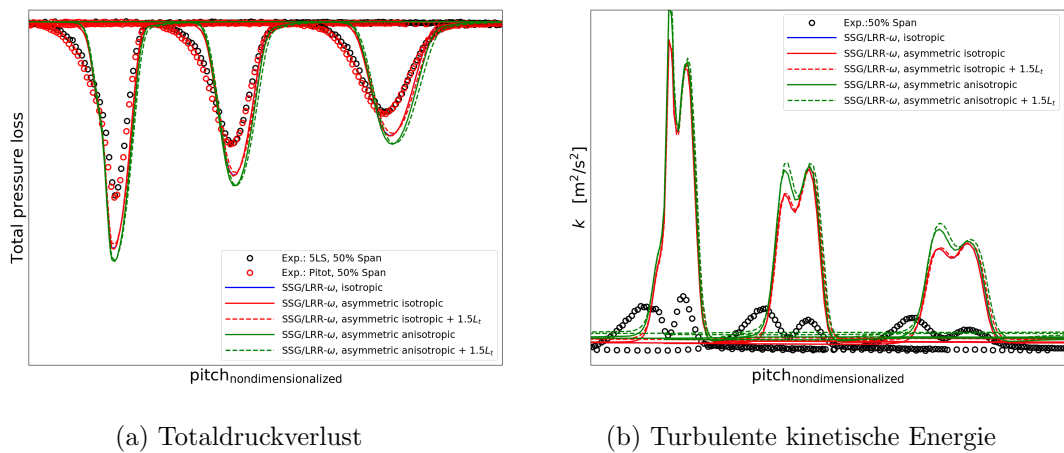
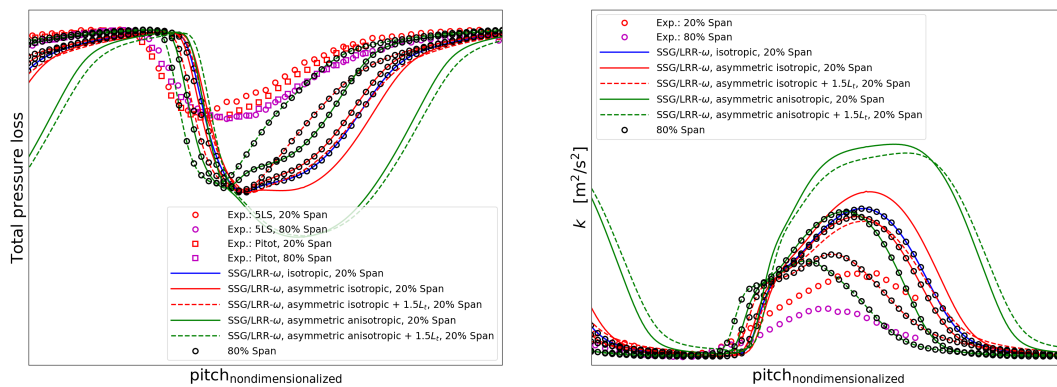


Abbildung 2.30.: Ausmischung des Nachlaufs bei +9% x/b_{ax} , +40% x/b_{ax} und +80% x/b_{ax} (von links nach rechts) hinter der Hinterkante und 50% der Kaskadenhöhe für verschiedene Zuströmbedingungen



(a) Totaldruckverlust

(b) Turbulente kinetische Energie

Abbildung 2.31.: Ausmischung des Nachlaufs bei $+40\%$ x/b_{ax} hinter der Hinterkante und 20% bzw. 80% der Kaskadenhöhe für verschiedene Zuströmbedingungen

2.1.3. Implementierung und Verifikation von Quelltermweiterungen für Reynoldsspannungsmodelle (AP 1.1.1.3)

Das Ziel dieses Arbeitspakets war es, Ansätze für die Verbesserung der Vorhersage der in der Turbomaschine auftretenden Sekundärströmungseffekte wie Eckenablösungen und Wirbel in adversen Druckgradienten durch Reynoldsspannungsmodelle herauszuarbeiten und zu überprüfen. Nachdem bisher die Bewertung der in TRACE vorhandenen Turbulenzmodelle anhand ausgewählter Testfälle stattgefunden hat, steht nun die Auswahl und die Erprobung ausgewählter Modifikationen an. Aufbauend auf einer Literaturrecherche, wurde eine Auswahl vielversprechender Methoden in TRACE implementiert. Die Verifikation der Erweiterungen findet anhand von Grundlagentestfällen, einer rückspringenden Stufe und einem periodischen Kanal, statt, bevor sie in den Testfällen aus Abschnitt 2.1.1 und Abschnitt 2.1.2 in Abschnitt 2.1.4 angewendet und bewertet werden.

2.1.3.1. Begrenzungsterm für das turbulente Längenmaßwachstum

Ein grundlegendes Fehlverhalten bei Ablöse- und Wiederanlegegebieten ist die unphysikalische Rückwärtskrümmung der Nullstromlinie am Wiederanlegepunkt. Dies tritt auf, wenn in einem Gebiet turbulentes Nichtgleichgewicht herrscht und es daraufhin zu einem exzessiven Wachstum des turbulenten Längenmaßes kommt. Um dies zu verbessern führte Yap einen zusätzlichen Quellterm S_l ein [143]. In seiner ursprünglichen Variante nach Yap enthält dieser Term

$$S_{l_{\text{Yap}}}^{(\epsilon)} = \rho C_l^{\text{Yap}} \left(\frac{1}{C_i d_w} - 1 \right) \left(\frac{1}{C_i d_w} \right)^2 \frac{\epsilon^2}{k} \quad \text{mit} \quad C_l^{\text{Yap}} = 0.83 \quad (2.6)$$

den zellokalen Wandabstand. Strebt die Strömung gegen turbulentes Gleichgewicht, soll die Intention des ersten Terms auf der rechten Seite sein, gegen Null zu streben, sodass der Quellterm dort nicht aktiv ist. Um keinen negativen Quellterm bei sehr weit von der Wand entfernten Gebieten zu erhalten, wird der Term in den meisten Anwendungen auf Null limitiert. Diese Tatsache nutzen Eisfeld und Rumsey und ersetzen diesen Term, sodass sich der Quellterm in der ω -Formulierung der Dissipationsgleichung zu

$$S^{(\omega)} = \max \left[\rho C_l^{\text{Yap}} \left(\frac{L_t}{L_{\log}} - 1 \right) \left(\frac{L_t}{L_{\log}} \right)^2 C_\mu \omega^2, 0 \right] \quad \text{mit} \quad C_\mu = 0.09 \quad (2.7)$$

ergibt [36]. Dabei ist $L_t = \frac{k^{3/2}}{\epsilon}$ (entgegen der allgemeinen Konvention [135]) und $L_{\log} = C_\mu^{-3/4} \kappa d_w$ mit d_w als zellokaler Wandabstand. Aufgrund der Analogie zum Destruktionsterm des SSG/LRR- ω Modells

$$D^{(\omega)} = -\rho \beta \omega^2 \quad (2.8)$$

und der Tatsache, dass β in der Grenzschicht ungefähr mit $C_l^{\text{Yap}} C_\mu$ übereinstimmt, legen Eisfeld und Rumsey fest, dass der Quellterm maximal den Absolutwert des Desktruktionsterms annehmen darf. Um das zu gewährleisten lautet der modifizierte Quellterm

$$S_{l_{\text{Eisfeld}}}^{(\omega)} = F^{\text{LSC}}(\chi) \rho \beta \omega^2, \quad F^{\text{LSC}}(\chi) = \frac{1}{2} [1 + \tanh(31(\chi - 1))] \quad (2.9)$$

mit

$$\chi = \max \left[\left(\frac{L_t}{L_{\log}} - 1 \right) \left(\frac{L_t}{l_{\log}} \right)^2, 0 \right] \quad (2.10)$$

Diese Variante wurde in **TRACE** für die beiden Reynoldsspannungsmodelle SSG/LRR- ω und JH- ω^h implementiert.

Einige Jahre zuvor schlugen Hanjalić, Jakirlić und Hadžić eine Korrektur für die ϵ -Gleichung vor [49]. Basierend darauf und der in **TRACE** üblichen Konvention $\omega = \frac{\epsilon}{C_\mu k}$, wurde eine weitere Variante implementiert:

$$S_{l_{\text{Hanjalic}}}^{(\omega)} = \frac{\max(S_l^{(\epsilon)}, 50\Phi)}{k C_\mu}, \quad S_l^{(\epsilon)} = \rho \max((L - 1)L, 0) \frac{\epsilon^h \tilde{\epsilon}^h}{k} A, \quad \Phi = \rho C_{\epsilon 2} f_\epsilon \frac{\epsilon^h \tilde{\epsilon}^h}{k} \quad (2.11)$$

$$\text{mit } C_{\epsilon 2} = 1.8, \quad (2.12)$$

$$f_\epsilon = 1.0 - \frac{C_{\epsilon 2} - 1.4}{C_{\epsilon 2}} e^{\frac{-\sqrt{Re_{\text{turb}}}}{6.0}}, \quad \text{wobei } Re_{\text{turb}} = \rho \frac{k^2}{\epsilon \mu} \quad (2.13)$$

$$A = 1 - \frac{9}{8} (a_{ij} a_{ji} - a_{ij} a_{jk} a_{ki}) \quad (2.14)$$

Dabei ist

$$L = \left(\frac{1}{C_l^{\text{Hanjalic}}} \frac{\partial L_t}{\partial x_i} \right)^2 \quad (2.15)$$

$$= \frac{1}{C_l^{\text{Hanjalic}^2} \left[\left(\frac{\partial L_t}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial L_t}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial L_t}{\partial z} \right)^2 \right]} \quad (2.16)$$

$$\text{mit } C_l^{\text{Hanjalic}} = 2.5 \quad \text{und} \quad L_t = k^{3/2} / \epsilon^h \quad \text{wobei} \quad \epsilon^h \approx \epsilon \quad (2.17)$$

und

$$\tilde{\epsilon}^h = \max \left[\epsilon^h - \nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial z} \right)^2, 0 \right] \quad (2.18)$$

Darüber hinaus wurde eine Kombination aus beiden vorgestellten Quelltermvarianten implementiert, um sowohl eine koordinaten-invariante Verallgemeinerung wie in

Gleichung (2.11) als auch Blending in Verbindung mit einer Limitierung wie bei der Formulierung nach Eisfeld in Gleichung (2.9) zu erzielen.

$$S_{l_{\text{proposed}}}^{(\omega)} = F^{\text{LSC}}(\chi) \rho C_l^{\text{Yap}} \omega^2, \quad F^{\text{LSC}}(\chi) = \frac{1}{2} [1 + \tanh(A(\chi - 1))] \quad (2.19)$$

mit

$$\chi = \max \left[\left(\left(\frac{1}{C_l^{\text{Hanjalic}}} \frac{\partial L_t}{\partial x_i} \right)^2 - 1 \right) \left(\frac{1}{C_l^{\text{Hanjalic}}} \frac{\partial L_t}{\partial x_i} \right)^2, 0 \right] \quad (2.20)$$

Besonders hervorzuheben ist hierbei die Konstante A , welche eine wichtige Rolle für die Glattheit der CFD-Lösung einnimmt. Die Auswirkung auf die Blendingfunktion wird nachfolgend in Abb. 2.32 dargestellt und im Testfall der rückspringen Stufe in Abschnitt 2.1.3.3 untersucht.

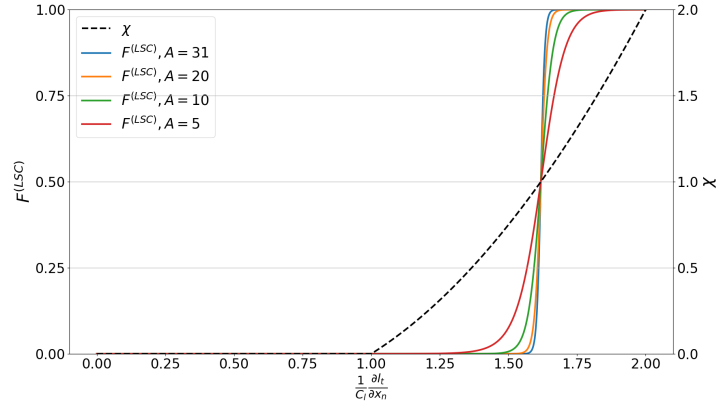


Abbildung 2.32.: Sensitivität des Faktors A auf die Blendingfunktion in Gleichung (2.19)

2.1.3.2. Sensibilisierung für Druckgradienten

Um die Reaktion auf Druckgradienten von Reynoldsspannungsmodellen zu verbessern, wurde ein Quellterm nach Probst und Radespiel [108]

$$S_{\epsilon 4} = -\rho C_{\epsilon 4} \frac{\epsilon^h}{k} \left(\widetilde{u_s^2} \frac{\partial \widetilde{u_s}}{\partial x_s} + \widetilde{u_{n1}^2} \frac{\partial \widetilde{u_{n1}}}{\partial x_{n1}} + \widetilde{u_{n2}^2} \frac{\partial \widetilde{u_{n2}}}{\partial x_{n2}} \right) \quad \text{mit} \quad \epsilon^h \approx \epsilon = C_\mu k \omega, \quad C_{\epsilon 4} = 1, 16 \quad (2.21)$$

in TRACE implementiert. Um diesen Term bestimmen zu können, müssen die Jakobimatrix des Geschwindigkeitsvektors und der Reynoldsspannungstensor in ein Stromlinienorientiertes Koordinatensystem überführt werden (dabei steht der Suffix s für Strömungsrichtung und n_1 sowie n_2 für zwei Normalenrichtungen zu s). Zur Anwendung des

Quellterms in den RSM, welche auf der turbulenten Dissipationsrate $\omega = \frac{\epsilon}{C_\mu k}$ basieren, wird der Quellterm transformiert. Der $S_{\epsilon 4}$ -Term soll dazu beitragen, die turbulente Produktion zu reduzieren, wodurch es zu einem vorzeitigerem Ablösen der Strömung kommen soll.

2.1.3.3. Verifikation: Rückspringende Stufe

Um die Erweiterungen der Reynoldsspannungsmodelle für turbulentes Nichtgleichgewicht zu erproben und zu validieren, fiel die Wahl auf den Testfall der rückspringenden Stufe. Dieser generische Testfall bietet sowohl einen definierten Ablösepunkt, gefolgt von einem Rezirkulationsgebiet, als auch einen durch experimentelle Messdaten dokumentierten Wiederanlegepunkt. Die mit TRACE durchgeführten Simulationen werden mit Messdaten von Driver und Seegmiller [33] bei einer Reynoldszahl (gebildet mit der Stufenhöhe H) von $Re_H = 36.000$ verglichen.

Betrachtet man zunächst die Lösungsfelder (siehe Abb. 2.33 und Abb. 2.34) basierend auf dem $S_l^{(\omega)}$ mit unterschiedlichen Konstanten A fällt auf, dass sich aufgrund der Steilheit der Blendingfunktion unphysikalische Lösungen im Ablöse- und Wiederanlegebereich einstellen.

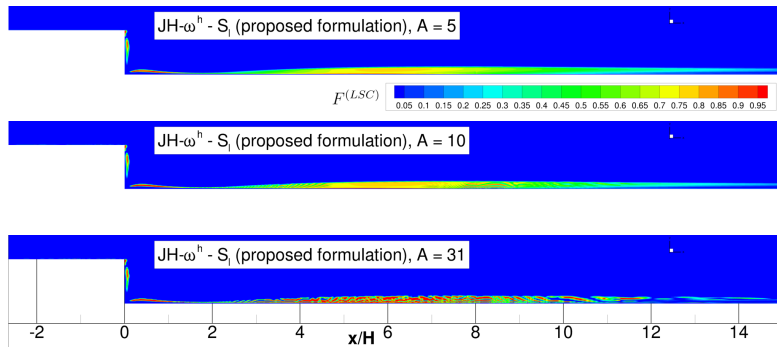
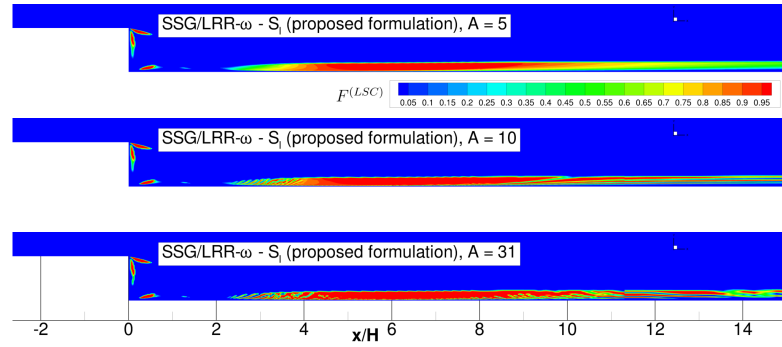


Abbildung 2.33.: Auswirkung von A auf die Glattheit der Lösung des JH- ω Modells

Verringert man die Steilheit bis zu einem Faktor $A = 5$ (siehe Abb. 2.32) lassen sich diese Bereiche für beide Reynoldsspannungsmodelle glätten. Alle weiteren Ergebnisse mit dieser Variante des Quellterms sind deshalb mit $A = 5$ erzeugt. Abhängig von der Wahl des Turbulenzmodells und der jeweiligen Quelltermformulierung S_l sind deutliche Unterschiede in der Stärke und der räumlichen Verteilung im Rechengebiet (siehe Abb. 2.35) zu erkennen.

Zunächst fällt auf, dass der Quellterm in der $S_{l_{\text{Hanjalic}}}^{(\omega)}$ Variante sowie in der eigens vorgeschlagenen Variante $S_{l_{\text{proposed}}}^{(\omega)}$ in Kombination mit dem JH- ω^h im Gegensatz zum SSG/LRR- ω Modell ab $x/H = 30$ erneut aktiv ist. Dies lässt sich auf einen ausreichend

Abbildung 2.34.: Auswirkung von A auf die Glattheit der Lösung des SSG/LRR- ω Modells

großen Längenmaßgradienten bzw. $\left(\frac{1}{C_{l\text{Hanjalic}}} \frac{\partial L_t}{\partial x_i} \right)^2 > 1$ zurückführen (siehe Abb. 2.36).

In der Variante nach Eisfeld und Rumsey bewirkt die Abhängigkeit vom Wandabstand, dass der Quellterm ausschließlich im Ablöse-/ Wiederanlagegebiet aktiv ist. Des Weiteren lässt sich anhand der unterschiedlichen Tiefe des Farbtons Blau erkennen, dass durch die Festsetzung des Faktors A die Annäherung an Null durch die tanh-Funktion abgeschwächt wird ($F^{\text{LSC}}(\chi = 0, A = 5) = 4,5 \cdot 10^{-5}$).

Aus den Verteilungen des Reibungskoeffizienten in Abb. 2.37 ist ersichtlich, dass beide Reynoldsspannungsmodelle in ihrer Grundkonfiguration das Ablösegebiet unterschätzen und die Strömung demnach früher wieder anliegt ($c_f = 0$ und $\frac{\partial c_f}{\partial x} > 0$). Der S_l -Term sorgt prinzipiell dafür, dass es durch eine Destruktionsverringern in der ω -Gleichung zu einem späteren Wiederanlegen der Strömung kommt. Die Kombination aus SSG/LRR- ω und $S_{l\text{Eisfeld}}^{(\omega)}$ trifft die gemessenen Werte des Reibungskoeffizienten sehr gut. Wendet man diese Erweiterung allerdings auf das JH- ω^h Modell an, sind die Auswirkungen des Quellterms kaum zu erkennen. Wendet man hingegen die Erweiterung $S_{l\text{Hanjalic}}^{(\omega)}$ auf das JH- ω^h Modell an, erhält man eine gute Übereinstimmung hinsichtlich des Reibungskoeffizienten. Allerdings muss an dieser Stelle angemerkt werden, dass die Rechnung zu keiner stationären Lösung konvergierte. Modifiziert man mit diesem Quellterm das SSG/LRR- ω Modell, fällt auf, dass das Ablösegebiet deutlich überschätzt wird. Demgegenüber steht die vorgeschlagene kombinierte Erweiterung $S_{l\text{proposed}}^{(\omega)}$, welche für beide Modelle zu akzeptablen Ergebnissen führt.

Der Quellterm für adverse Druckgradienten S_{e4} erwies sich als zu intensiv, sodass bei Kombination mit dem JH- ω^h keine Übereinstimmung mit den Messwerten zu erkennen war und bei Kombination mit dem SSG/LRR- ω keine stationäre Lösung erzeugt werden konnte.

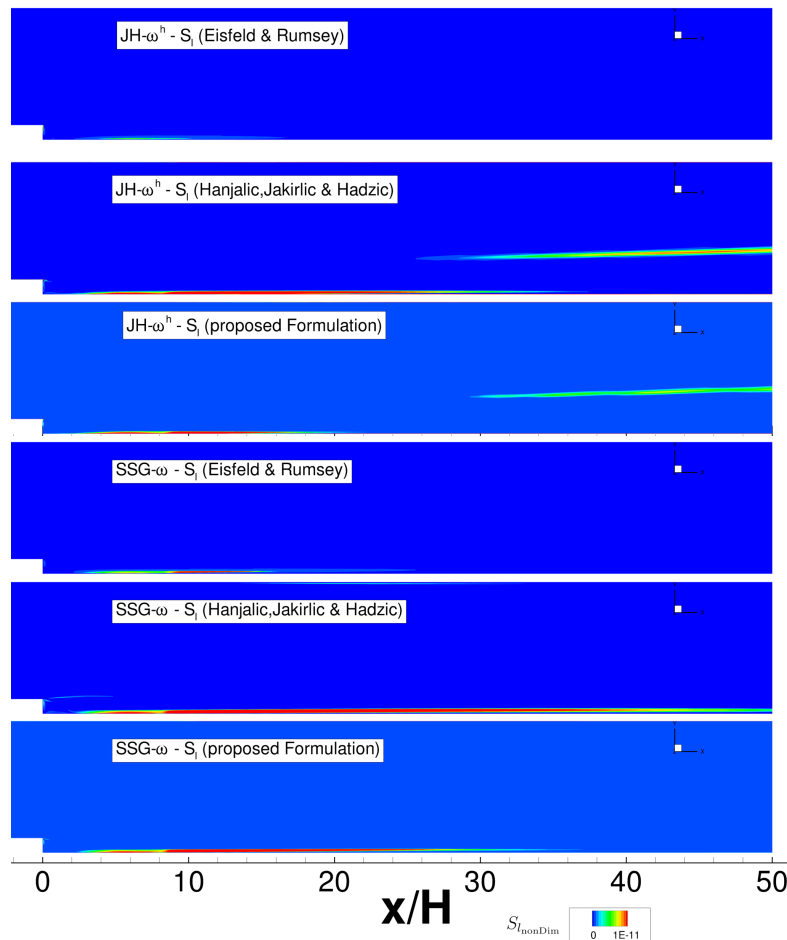


Abbildung 2.35.: Stärke (dimensionslos) und Verteilung des Quellterms S_l im relevanten Rechengebiet der rückspringenden Stufe

2.1.3.4. Verifikation: Periodischer Kanal

Obwohl die vorgestellten Quellterme explizit für turbulentes Nichtgleichgewicht entwickelt wurden, soll nun anhand einer periodischen Kanalströmung bei $Re_\tau = 180$ und $Re_\tau = 590$ geprüft werden, ob die Ergebnisse der Reynoldsspannungsmodelle plausibel bleiben oder gegebenenfalls sogar dort eine Verbesserung bezüglich der Übereinstimmung mit den DNS Daten von Kim, Moin und Moser [76] und Kim, Moser und Mansour [95] erzielt wird. Der Testfall verfügt über periodische Ränder, eine halbe Kanalhöhe von δ und eine konstante Impulsvolumenquelle (Druckgradient) in Strömungsrichtung. Die verwendete

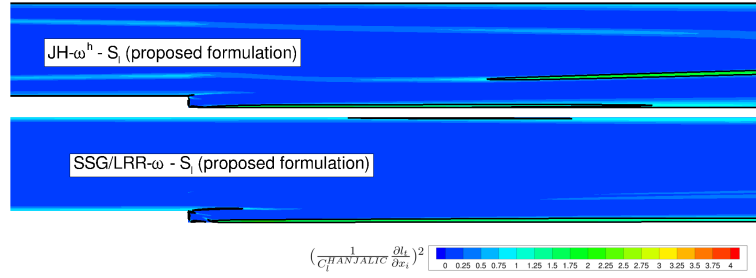


Abbildung 2.36.: Größe und Verteilung des Längenmaßgradienten für den S_l -Quellterm.

$$\text{Isolinie bei } \left(\frac{1}{C_i^{\text{Hanjalic}}} \frac{\partial L_t}{\partial x_i} \right)^2 = 1$$

Reynoldszahl ist definiert als

$$Re_\tau = \frac{\rho u_\tau \delta}{\eta} \quad (2.22)$$

mit der Schubspannungsgeschwindigkeit

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}. \quad (2.23)$$

Zunächst wurde festgestellt, dass weder der $S_{\epsilon 4}$ noch der S_l -Term einen Einfluss auf die Lösung des SSG/LRR- ω Modells haben. Die Tatsache, dass $S_{\epsilon 4}$ ebenso in Kombination mit dem JH- ω^h Modell keine nennenswerten Auswirkungen auf die Strömungslösung hat, ist gewünscht, denn schließlich soll dieser Term speziell auf Druckgradienten reagieren (siehe Abb. 2.39, Abb. 2.40, Abb. 2.41 und Abb. 2.42). Weiterhin lässt sich durch Überprüfen der entscheidenden Kriterien für das Zustandekommen des S_l -Terms analysieren, warum er in Kombination mit dem SSG/LRR- ω Modell im gesamten Strömungsgebiet inaktiv ist. Betrachtet man dazu Abb. 2.38, stellt man fest, dass der Längenmaßänderungsfaktor in jeder der Formulierungen für dieses Turbulenzmodell kleiner als Eins ist. Durch die Maximierung (in Gleichung (2.10), Gleichung (2.11) und Gleichung (2.20)) wird der Quellterm dadurch zu Null gesetzt. Deswegen muss das Modell mit den Erweiterungen für diesen Testfall nicht weiter betrachtet werden. Für das JH- ω^h wird aus Abb. 2.38 aufgrund obiger Erläuterungen ersichtlich, dass der S_l -Quellterm lediglich im unteren wandnahen Bereich der Grenzschicht aktiv ist. Ebenfalls wird deutlich, dass Eisfeld und Rumseys Bestimmung des Längenmaßes für dieses Turbulenzmodell nicht wirklich praktikabel ist, sodass dort der Grenzschichtbereich in dem der Quellterm einen Beitrag zur Dissipationsgleichung liefert sehr gering ausfällt. Dadurch lässt sich auch erklären, warum die Ergebnisse der rückspringenden Stufe in Abschnitt 2.1.3.3 sehr nahe an der Turbulenzmodellgrundkonfiguration ohne zusätzlichen Quellterm lagen.

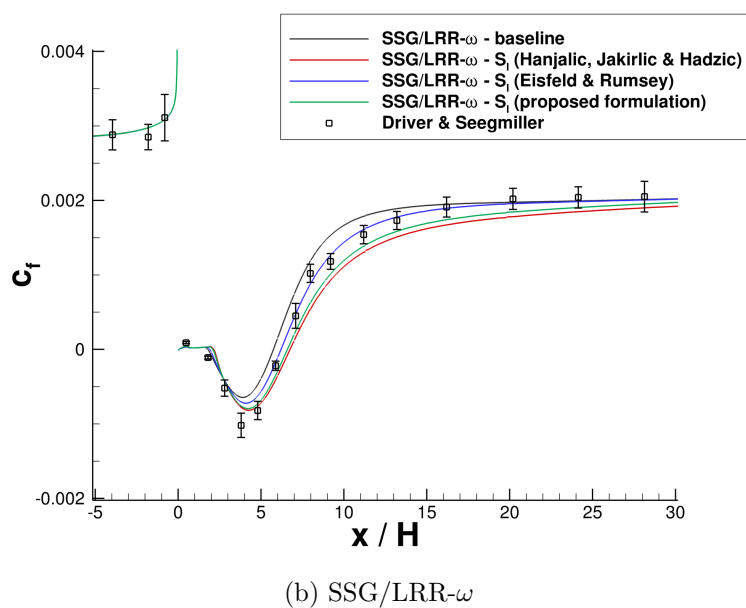
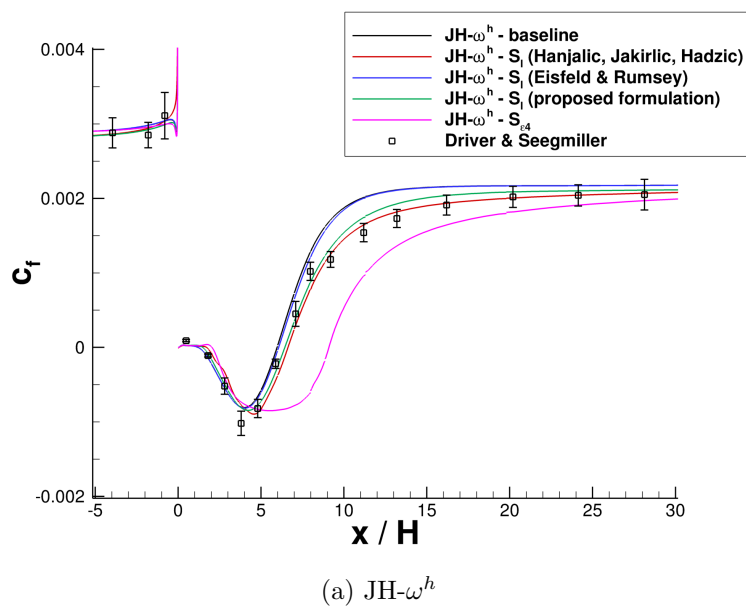


Abbildung 2.37.: Reibungskoeffizient entlang der rückspringenden Stufe: Vergleich der Quelltermformulierungen angewendet auf die Reynoldsspannungsmo-
delle

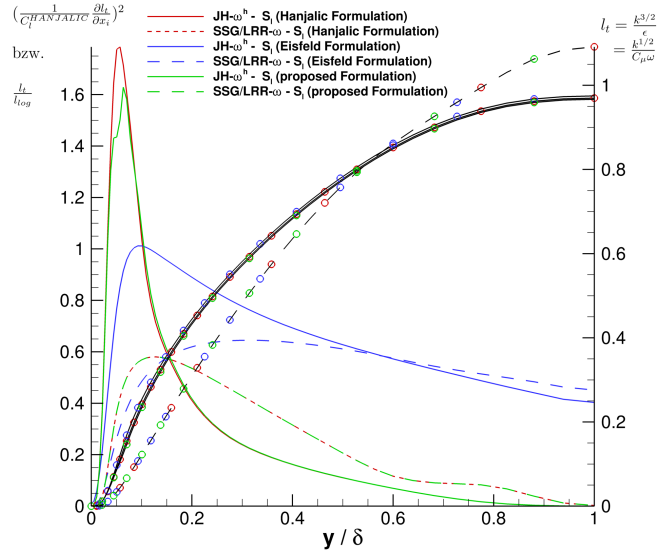


Abbildung 2.38.: Vergleich des turbulenten Längenmaßes (gekennzeichnet mit „o“) auf der rechten y-Achse und des entscheidenden Längenmaßänderungsfaktors $\left(\left(\frac{1}{C_l^{\text{Hanjalic}}} \frac{\partial L_t}{\partial x_i} \right)^2 \right)$ für die Formulierung nach Hanjalic und die eigens vorgeschlagene Variante, sowie $\frac{L_t}{L_{\log}}$ für die Eisfeld Formulierung) auf der linken y-Achse entlang der halbe Kanalhöhe.

Der Quellterm für das Längenmaßwachstum sorgt bei Anwendung im $\text{JH-}\omega^h$ Modell zu einer verbesserten Übereinstimmung mit den Geschwindigkeitsprofilen der DNS (siehe Abb. 2.39) Dabei sind die dimensionslosen Kennzahlen als

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau}, \quad y^+ = \frac{yu^+\rho}{\eta} \quad (2.24)$$

definiert.

Generell sieht man außerdem, dass die untersuchten Formulierungen des S_l -Terms sich hinsichtlich der Auswirkungen unterscheiden. Wie oben erläutert hat die Variante $S_{l_{\text{Eisfeld}}}^{(\omega)}$ nahezu keinen Einfluss, während $S_{l_{\text{Hanjalic}}}^{(\omega)}$ und $S_{l_{\text{proposed}}}^{(\omega)}$ die gezeigten Profile in den Abb. 2.39, Abb. 2.40, Abb. 2.41 und Abb. 2.42 durchaus beeinflussen.

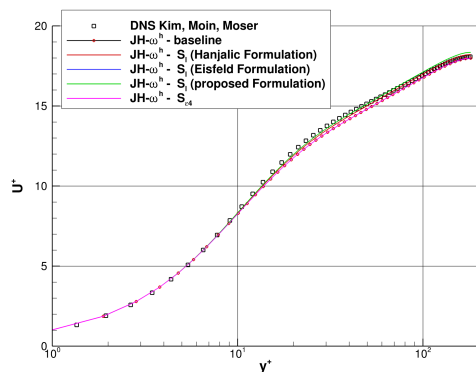
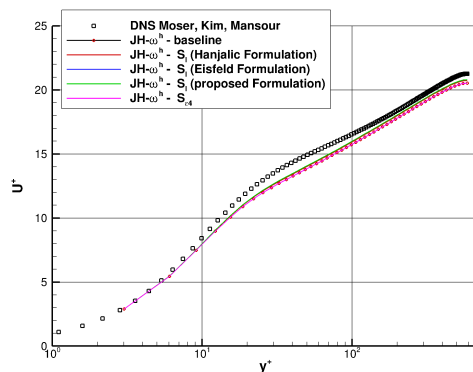
(a) $Re_\tau = 180$ (b) $Re_\tau = 590$

Abbildung 2.39.: Geschwindigkeitsprofile in der unteren Grenzschicht für das $JH-\omega^h$ Modell unter Anwendung verschiedener Quelltermmodifikationen

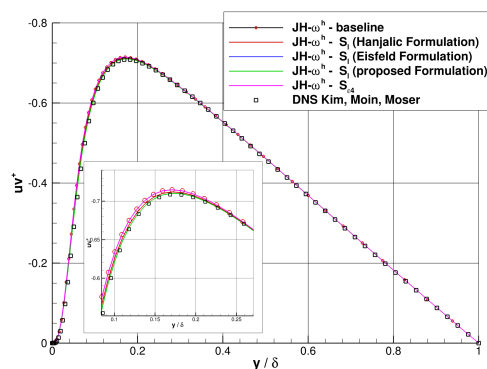
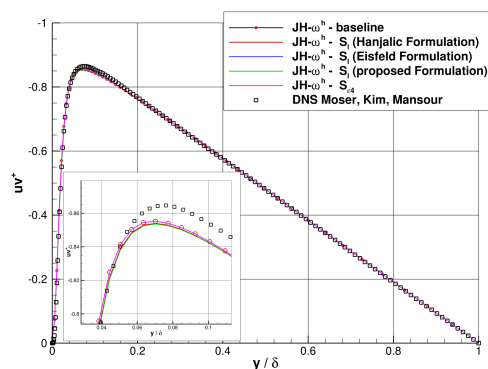
(a) $Re_\tau = 180$ (b) $Re_\tau = 590$

Abbildung 2.40.: Mit u_τ entdimensionalisierte Scherspannungen des Reynoldsspannungstensors für das $JH-\omega^h$ Modell unter Anwendung verschiedener Quelltermmodifikationen

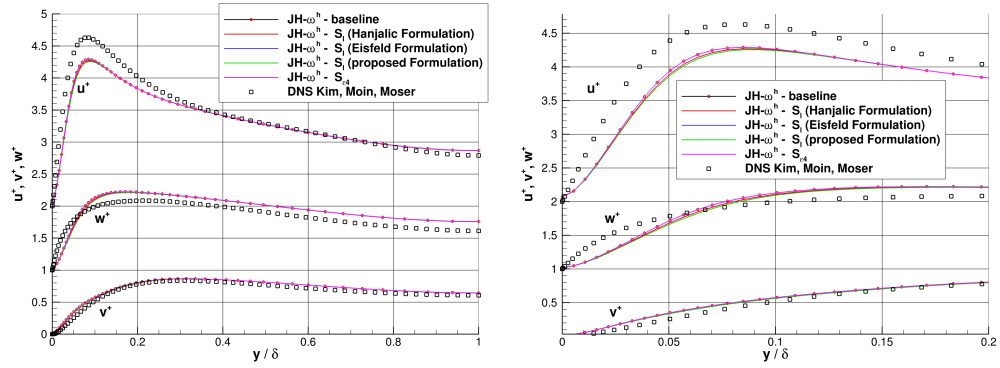


Abbildung 2.41.: Mit u_τ entdimensionalisierte Normalspannungen des Reynoldsspannungstensors für das $\text{JH-}\omega^h$ Modell unter Anwendung verschiedener Quelltermmodifikationen bei $Re_\tau = 180$. Rechts ist lediglich eine vergrößerte Darstellung des relevanten Bereichs dargestellt.

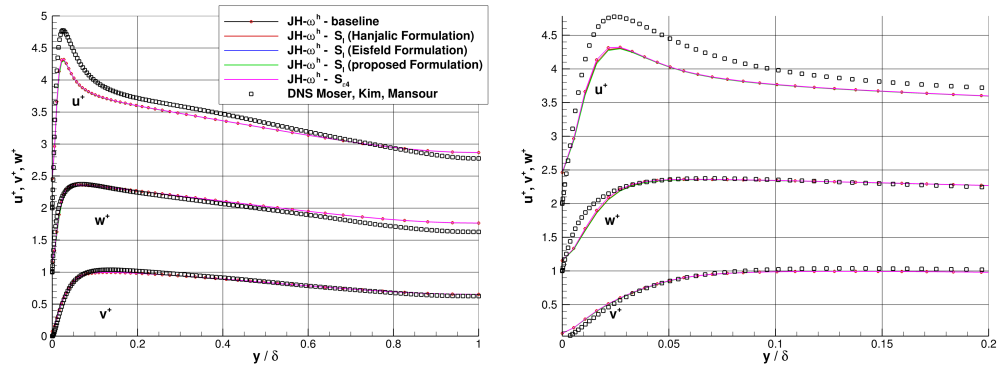


Abbildung 2.42.: Mit u_τ entdimensionalisierte Normalspannungen des Reynoldsspannungstensors für das $\text{JH-}\omega^h$ Modell unter Anwendung verschiedener Quelltermmodifikationen bei $Re_\tau = 590$. Rechts ist lediglich eine vergrößerte Darstellung des relevanten Bereichs dargestellt.

2.1.4. Validierung der Modellerweiterungen (AP 1.1.1.4)

In diesem Arbeitspaket sollen nun die implementierten Quellterme aus Abschnitt 2.1.3 auf die Grundlagentestfälle aus Abschnitt 2.1.1, die Verdichterkaskade aus Abschnitt 2.1.2 sowie einen mehrstufigen Verdichter angewendet werden.

2.1.4.1. 3D Diffusor

Die zusätzlichen Quellterme für die Reynoldsspannungsmodelle SSG/LRR- ω und JH- ω^h sollen zunächst am dreidimensionalen, asymmetrischen Diffusor, welcher bereits ausführlich in Abschnitt 2.1.1.1 beschrieben wurde, validiert werden. Anhand des dargestellten Druckverlaufs in Abb. 2.43 und Abb. 2.44 erkennt man allerdings, dass keine der Quelltermmodifikationen für diesen Testfall zu einer verbesserten Vorhersage führt. Der Druckgradiententerm nach Gleichung (2.21) führt hierbei zu unphysikalischen Instabilitäten, die sich in Druckschwankungen äußern. Alle Formulierungen des Längenmaßterms aus Abschnitt 2.1.3.1 führen zu einem schlechteren Ergebnis im Vergleich zu den DNS Daten. Die Auswirkungen der Quellterme sind selbstverständlich auch in den Reynoldsspannungsprofilen, welche an verschiedenen Positionen im Diffusor extrahiert wurden, zu erkennen. Jedoch macht es keinen Sinn diese Verläufe darzustellen oder gar zu diskutieren, da die Quellterme bei der für diesen Testfall entscheidenden Wiedergabe der Druckverteilung, respektive der Lage der Ablöseblase, zu keiner Verbesserung führen.

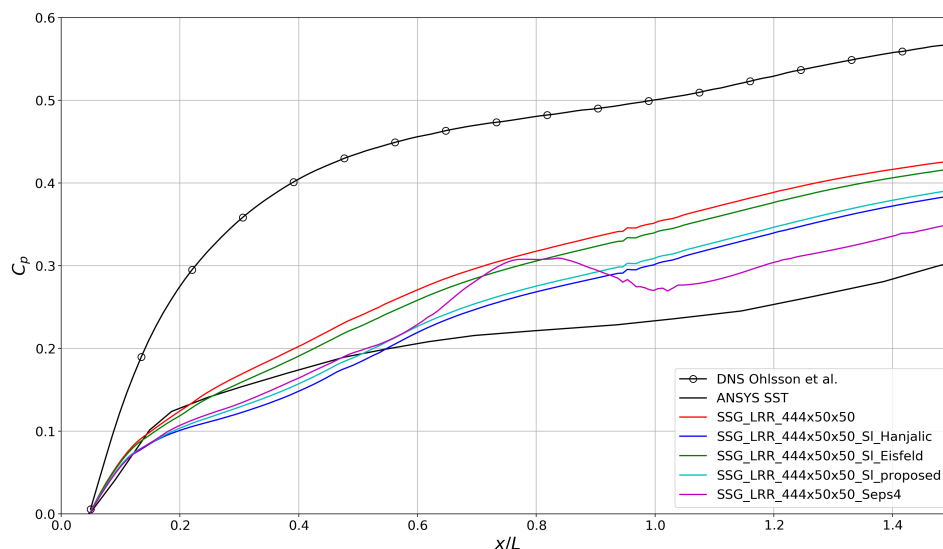


Abbildung 2.43.: Auswertung des Druckbeiwerts entlang der Unterseite des Diffusors ($y = z = \text{const.}$) für verschiedene Quelltermmodifikationen angewandt auf das SSG/LRR- ω Modell

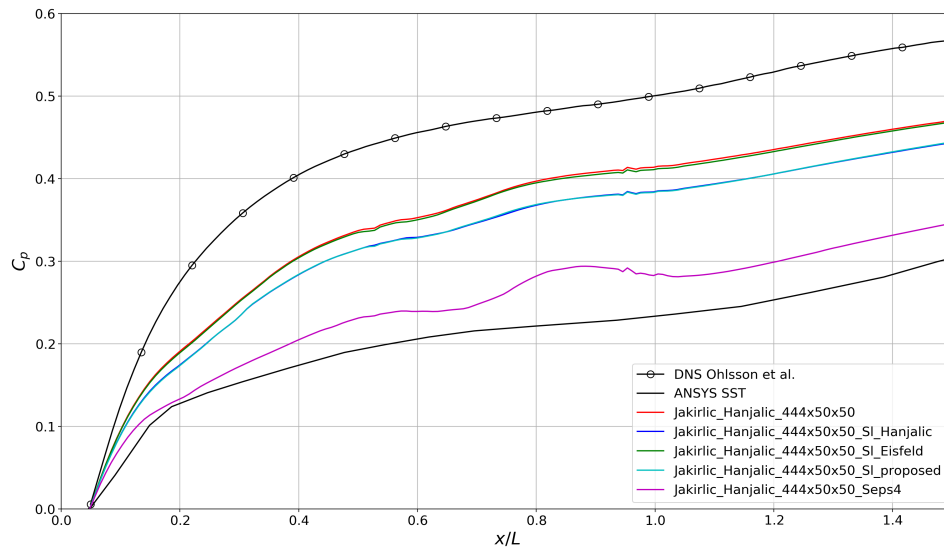
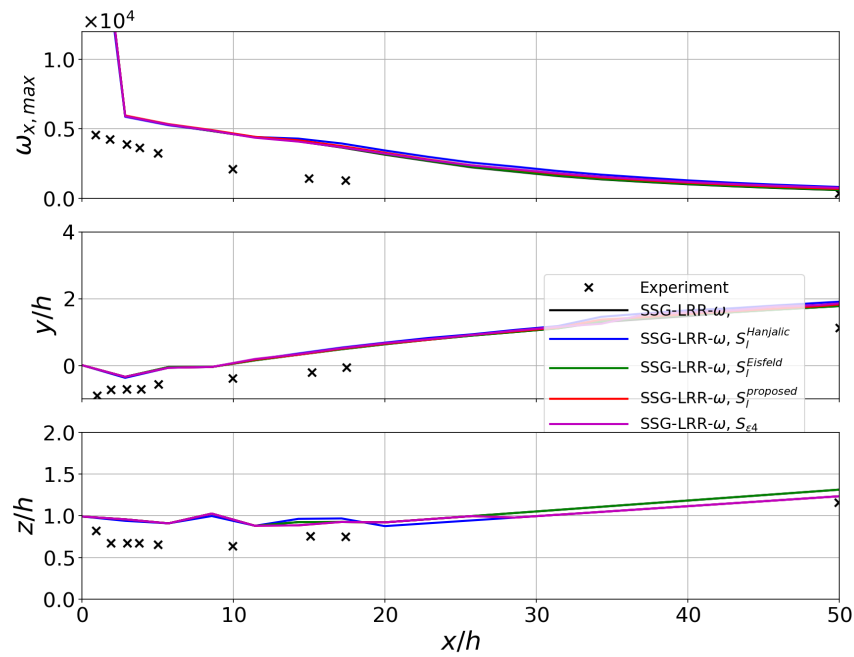
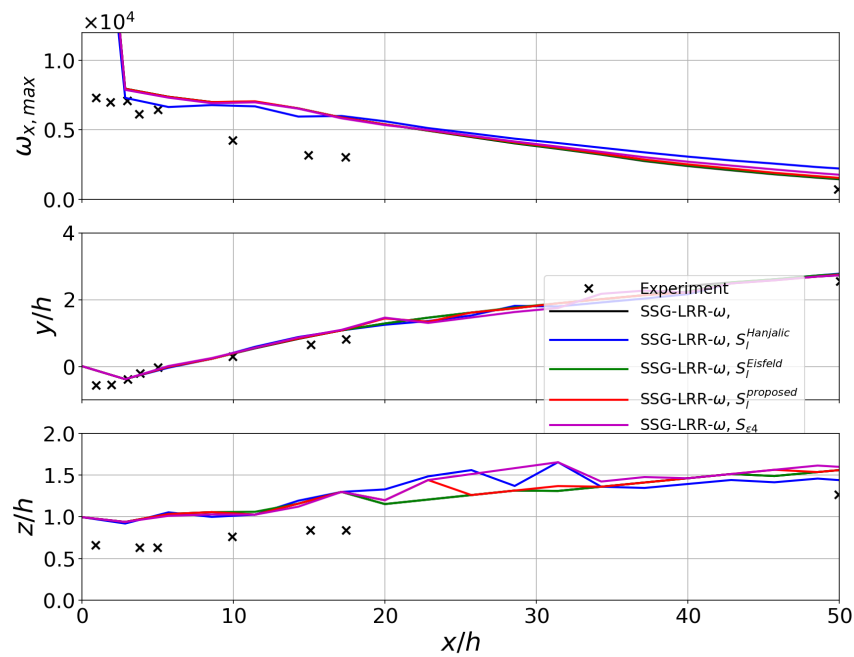
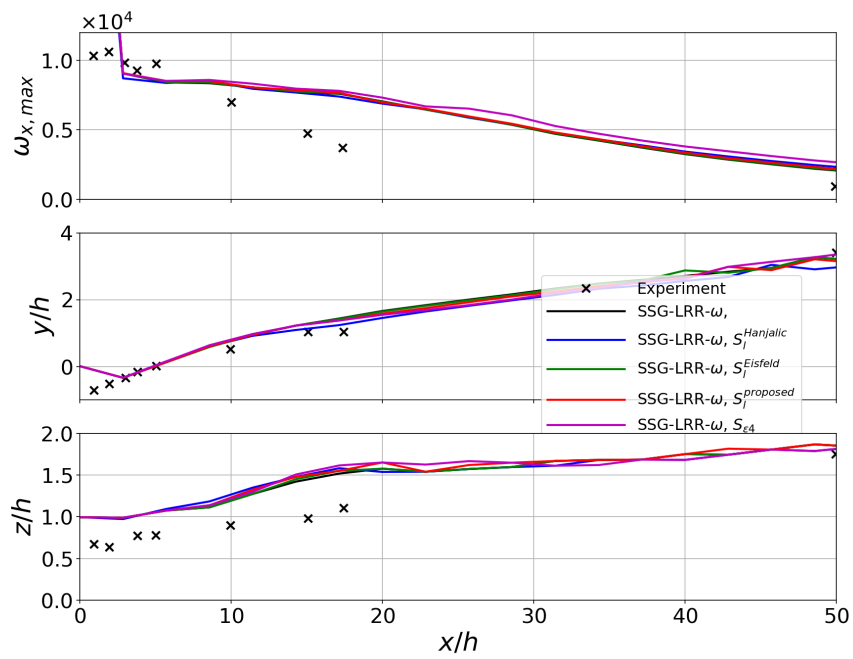


Abbildung 2.44.: Auswertung des Druckbeiwerts entlang der Unterseite des Diffusors ($y = z = const.$) für verschiedene Quelltermmodifikationen angewandt auf das $JH-\omega^h$ Modell

2.1.4.2. Wirbelgenerator

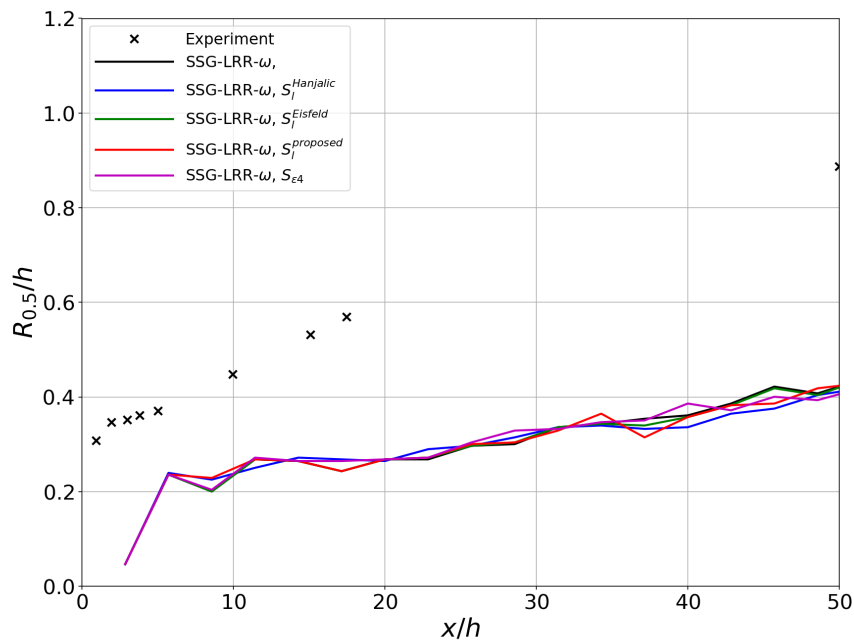
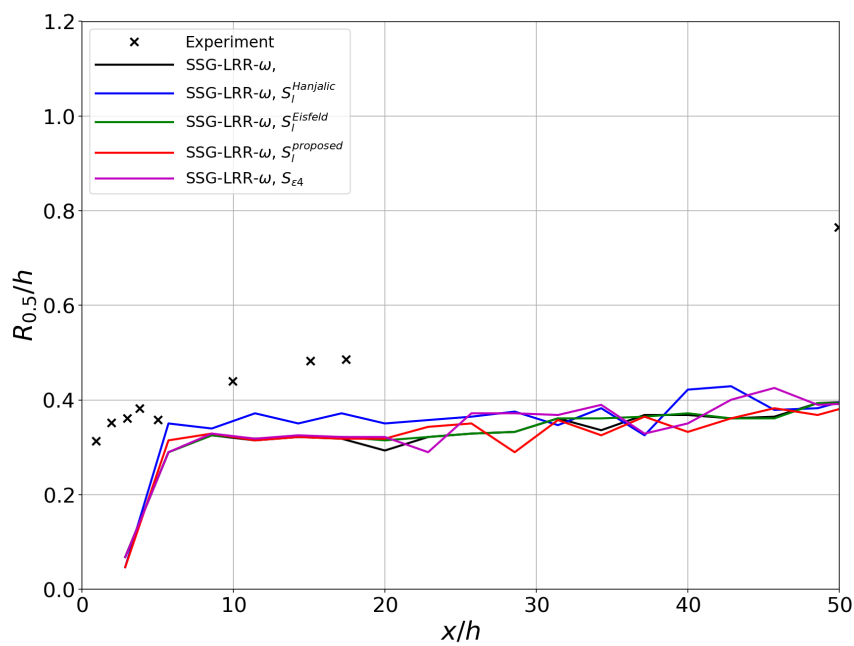
Die zusätzlichen Quellterme für das Reynoldsspannungsmodell SSG/LRR- ω sollen nun an der Strömung um und hinter dem Wirbelgenerator untersucht werden, welcher bereits ausführlich in Abschnitt 2.1.1.2 beschrieben wurde. Dabei bestätigen die in Abb. 2.45 und Abb. 2.46 gezeigten Ergebnisse (für Erläuterungen zu den dargestellten Größen siehe Abschnitt 2.1.1.2), dass der zusätzliche Quellterm für adverse Druckgradienten $S_{\epsilon 4}$ erwartungs- und bestimmungsgemäß keinen Einfluss auf die Strömungslösung hat. Entgegen der Annahme scheint aber auch der Längenmaßkorrekturterm für wirbelbehaftete Strömungen keine gute Wahl zu sein, da sich die damit erzielten Ergebnisse kaum von den Ergebnisse ohne Quellterm unterscheiden.

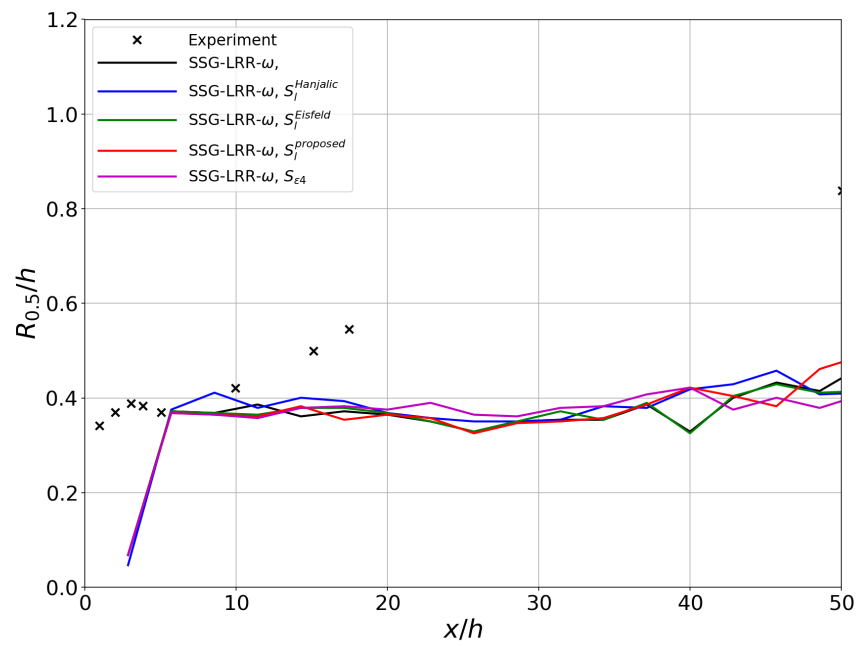
(a) $\alpha = 10^\circ$ (b) $\alpha = 16^\circ$



(c) $\alpha = 23^\circ$

Abbildung 2.45.: Maximale Wirbelstärke und Wirbeltrajektorie in lateraler Richtung für SSG/LRR- ω und verschiedene Quellterme

(a) $\alpha = 10^\circ$ (b) $\alpha = 16^\circ$



(c) $\alpha = 23^\circ$

Abbildung 2.46.: Laterale Ausdehnung des Wirbels für SSG/LRR- ω und verschiedene Quellterme

2.1.4.3. C10 Verdichterkaskade

Die C10 Verdichterkaskade aus Abschnitt 2.1.2.1 soll ebenfalls mit den Quelltermmodifikationen für das Reynoldsspannungsmodell SSG/LRR- ω simuliert werden. Dabei werden die anisotropen turbulenten Eintrittsrandbedingungen inklusive eines vergrößerten turbulenten Längenmaßes verwendet. Wie bereits bei der Darstellung der L1-Norm des Residuums in Abb. 2.47 zu sehen ist, führt der $S_{\epsilon 4}$ -Term zu einer numerischen Instabilität, welche sich unter anderem auch in einem deutlich anderen Konvergenzniveau auswirkt. Die Lösung, welche mit dieser Quelltermerweiterung für das SSG/LRR- ω Modell erzielt wurde, wird bei der weiteren Betrachtung ausgeklammert.

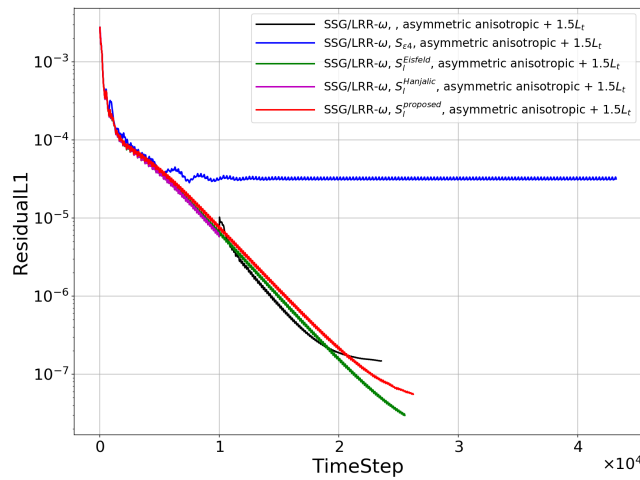


Abbildung 2.47.: L1-Norm des globalen Residuums der verschiedenen Simulationen

Die Auswirkungen der Quelltermerweiterungen auf die Schaufelumströmung sind marginal, sodass die isentrope Machzahlverteilung in Abb. 2.48 sowie die Vorhersage des laminar-turbulenten Transitionspunktes auf der Saugseite in Abb. 2.49 weitestgehend mit den Simulationen des Grundmodells übereinstimmen.

Im Mittelschnitt des Nachlaufs der Kaskade fällt zunächst auf, dass die zusätzlichen Quellterme für die Dissipationsgleichung die turbulente kinetische Energie etwas verringern. Gleichzeitig allerdings steigen die Totaldruckverluste im Mittelschnitt an (siehe Abb. 2.50). Dass die betrachteten Quellterme Auswirkungen auf die Bildung der Eckenwirbel haben, wird in Abb. 2.51 deutlich. Aufgrund der großen Diskrepanz zwischen Messwerten und numerischer Strömungssimulation, ist es allerdings nicht möglich eine geeignete Verbesserung hervorzuheben.

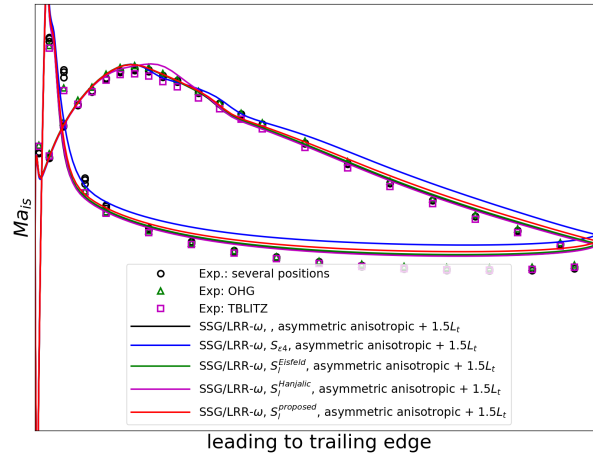


Abbildung 2.48.: Isentrope Machzahl über der axialen Lauflänge für SSG/LRR- ω und verschiedene Quellterme

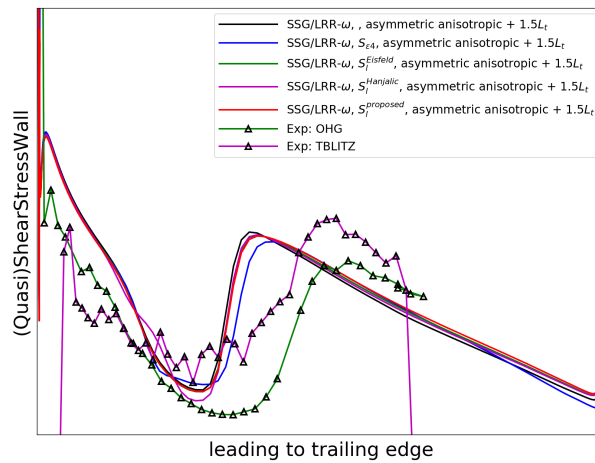
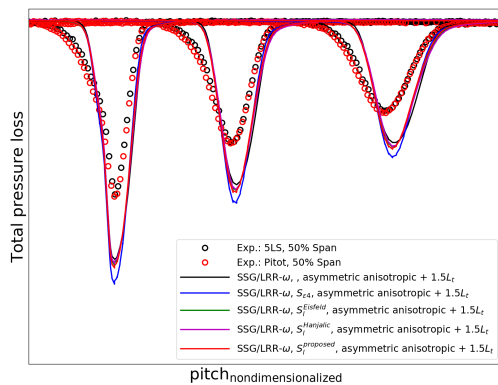
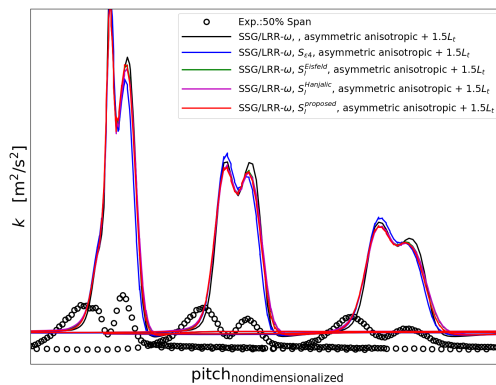


Abbildung 2.49.: Ermittlung des laminar-turbulenten Transitionspunkts für SSG/LRR- ω und verschiedene Quellterme. Experiment: rechte y-Achsen entsprechend Farbwahl. Simulation: linke y-Achse.

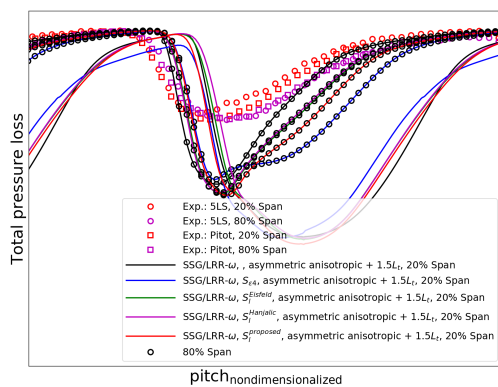


(a) Totaldruckverlust

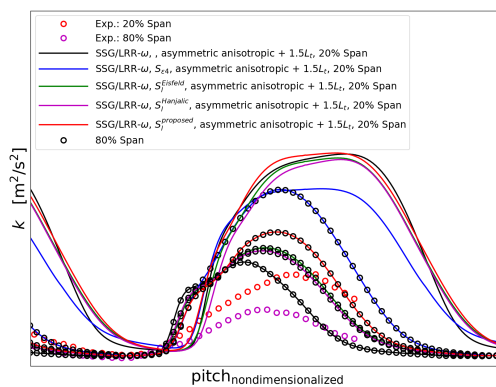


(b) Turbulente kinetische Energie

Abbildung 2.50.: Ausmischung des Nachlaufs bei $+9\%$ x/b_{ax} , $+40\%$ x/b_{ax} und $+80\%$ x/b_{ax} (von links nach rechts) hinter der Hinterkante und 50% der Kaskadenhöhe für SSG/LRR- ω und verschiedene Quellterme



(a) Totaldruckverlust



(b) Turbulente kinetische Energie

Abbildung 2.51.: Ausmischung des Nachlaufs bei $+40\%$ x/b_{ax} hinter der Hinterkante und 20% bzw. 80% der Kaskadenhöhe für SSG/LRR- ω und verschiedene Quellterme

2.1.4.4. Verdichterrig Rig250

Wie bereits in Abschnitt 2.1.2 erläutert, kam es im Verlauf des Projekts zu Verzögerungen der geplanten Rigmessungen. Deswegen wurde im Laufe des Projekts entschieden ein institutsinternes Verdichterrig mit Reynoldsspannungsmodellen zu untersuchen. Dabei sollen Erkenntnisse bezüglich ihrer Anwendbarkeit, Robustheit und Qualität der Vorhersage erlangt werden.

Beschreibung des Testfalls Als Testfall wurde das DLR Verdichterrig Rig250 ausgewählt, welches im Institut bereits intensiv experimentell sowie numerisch untersucht wurde. Es handelt sich um einen hoch belasteten, transsonischen, 4,5-stufigen Verdichter, der von einer stationären Gasturbine abgeleitet wurde. Messdaten liegen hier für verschiedene Drehzahllinien vor (siehe beispielsweise [110]). Im Folgenden werden der Designpunkt/Referenzpunkt sowie ein Off-Design-Punkt der 100% Drehzahllinie untersucht.

Tabelle 2.1 listet die Schaufelzahlen der einzelnen Reihen auf. Der Designpunkt, welcher den Ausgangspunkt für die Simulation eines Off-Design-Betriebspunkts darstellt, liegt ungefähr bei einem Massenstrom von 32.1 kg/s, was einem korrigiertem Massenstrom von 46.1 kg/s entspricht, einer korrigierten Drehzahl von 12960 r/min, entsprechend einer mechanischen Drehzahl von 12720 r/min, und einem Totaldruckverhältnis von 5.0. Dieser Punkt wurde als Referenzbetriebspunkt in der Messkampagne vom 25.01.2011 in Abb. 2.53 markiert.

Stufe	Reihe	Schaufelzahl
	Strut	7
	Inlet guide vane	40
1	Rotor 1	23
	Stator 1	36
2	Rotor 2	28
	Stator 2	48
3	Rotor 3	38
	Stator 3	68
4	Rotor 4	47
	Stator 4	89

Tabelle 2.1.: Schaufelanzahl des Rig250

Numerisches Setup Das Rechengebiet für die CFD-Simulation ist in Abb. 2.52 dargestellt. Die festen Wände sind farblich als stehend (blau) und bewegt (rot) gekennzeichnet.

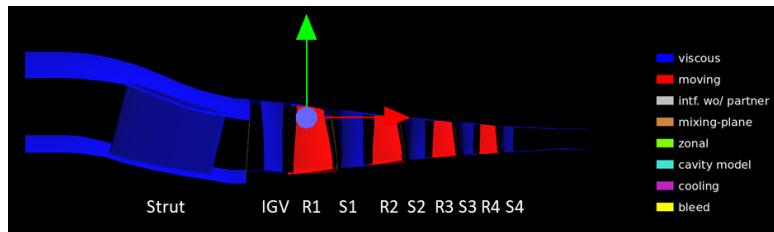


Abbildung 2.52.: Begrenzung des Rechengebiets des Rig250 Verdichters. Darstellung von stehenden (blau) und bewegten (rot) festen Wänden

Die Schaufelreihen werden bezüglich ihrer Stufe gekennzeichnet (IGV: *Inlet Guide Vane*, R: *Rotor*, S: *Stator*). Zwischen stehenden und rotierenden Schaufelreihen wird der Strömungszustand über Mixing-Planes umfangsgemittelt kommuniziert. Jede Schaufelreihe kann so mit nur einer Passage berechnet werden. Insgesamt ergibt sich ein Rechnetz mit 56.4 Millionen Zellen. Das Rechengebiet ist dabei so partitioniert, dass die Simulation mit einer parallelen Effizienz von 97.3% auf 480 CPUs durchgeführt werden kann. Es werden die im Experiment gemessenen Eintrittsbedingungen als Randbedingungen verwendet, sodass das CFD Modell bei der realen mechanischen Drehzahl betrieben werden kann und ein Vergleich der Schaufeldrücke von Simulation und Experiment erleichtert wird. Um eine Simulation des Rig250 mit einem höherwertigen Reynoldsspannungsmodell durchführen zu können, musste allerdings zunächst die zugrunde liegende 3D-Geometrie an den Einsatz angepasst werden. Da das Reynoldsspannungsmodell eine erhöhte Netzauflösung in Wandnähe erwartet ($y^+ = 1$), was allerdings an den Halbspalten der verstellbaren Leiträder IGV, S1 und S2 nicht gegeben war, mussten diese im Modell entfernt werden, sodass, im Vergleich zur realen Geometrie, kein Spalt zwischen Gehäuse und Schaufel vorhanden ist. Aus Konsistenzgründen wurde der Einfluss dieser Geometrieänderung unter Verwendung des linearen Wirbelzähigkeitsmodells ebenfalls untersucht, sodass sich in den folgenden Auswertungen für die Wilcox $k-\omega$ und Menter SST $k-\omega$ Turbulenzmodelle Rechenvarianten mit der Kennzeichnung *WO_Halbspalte* finden. Diese Rechen setups sind mit der identischen Rig250-Geometrie betrieben worden, welche für das Reynoldsspannungsmodell, SSG/LRR- ω , erstellt wurde. Aufgrund der Tatsache, dass die ersten Schaufelreihen noch laminare Anlaufstrecken aufweisen, wird das Turbulenzmodell jeweils mit dem γ - Re_θ Transitionsmodell von Menter und Langtry gekoppelt. Da die Verwendung eines Transitionsmodells bei der Berechnung eines Verdichterrigs keine industrielle Praxis darstellt, wurden außerdem Vergleichsrechnungen ohne Transitionsmodell durchgeführt, welche an der Kennzeichnung *WO_Transition* zu erkennen sind. Das CFD-Grundmodell und Setup basierte zunächst auf dem Wilcox $k-\omega$ Turbulenzmodell, inklusive der Bardina-Rotationserweiterung [6], welche im industriellen Einsatz beliebt ist. Die Kombination aus Bardina-Erweiterung und γ - Re_θ Transitionsmodell erwies sich allerdings als nicht praktikabel, weshalb im Folgenden ebenso die expliziten Kennzeich-

nungen *WO_Bardina* zu finden sind, wenn die Erweiterung bewusst ausgeschaltet wurde. Außerdem wurden auch Rechnungen mit dem Längenmaßkorrekturterm von Einfeld und Rumsey (siehe Gleichung (2.9)) für das Reynoldsspannungsmodell durchgeführt, da diese sich in den vorangegangenen Testfällen als stabilste Quelltermformulierung erwies. Basierend auf früheren Vergleichen von Simulation und Experiment des Rig250 wurde festgestellt, dass der in der Simulation einzustellende Gegendruck zur Berechnung des Referenzbetriebspunkts zwischen 285.000 Pa und 300.000 Pa liegen muss. Weil dieser Betriebspunkt wichtig ist für die Aussagen der Vergleiche von Schaufeldruckverläufen, wurde auch diese Gegendruckvariation mit in die Auswertung einbezogen. Ausgehend von 300.000 Pa Gegendruck wurde dieser inkrementell erhöht, bis keine konvergente Lösung mehr erzielt werden konnte. Eine stabile und konvergierende Simulation beim Setup mit höherwertigem Turbulenzmodell (SSG/LRR- ω und γ - Re_θ Transitionsmodell) war lediglich mit einer massiven Reduzierung der globalen CFL-Zahl oder durch Einführung niedriger blocklokaler CFL-Zahlen möglich. Dies liegt an der geringen Güte des zugrunde liegenden Netzes.

Einordnung der Betriebspunkte auf der Kennlinie Um im Folgenden die Design-/Referenzbetriebspunkte richtig einordnen zu können, soll zunächst die 100% Drehzahllinie betrachtet werden. In Abbildung Abb. 2.53 ist der Vergleich zwischen zwei Messtagen (14.12.2010 und 25.01.2011) einer Messkampagne des Rig250 und den Simulationen dargestellt. Da die Achsen dimensionslose bzw. auf Standardbedingungen normierte Größen darstellen, geben die Unterschiede der Messtage einen Eindruck von der Genauigkeit und der Reproduzierbarkeit der Messungen. Wie schon oben erläutert, stellt der gekennzeichnete Punkt auf der Kennlinie vom 25.01.2011 den Referenzbetriebspunkt dar. Dieser Referenzbetriebspunkt liegt im Totaldruckverhältnis zwischen den Simulationen aller Turbulenzmodelle, inklusive Variationen im Setup, mit den oben genannten Gegendrücken von 285.000 Pa und 300.000 Pa. Auch aufgrund der Tatsache, dass der Punkt auf der Kennlinie vom 14.12.2010 bei ähnlichem korrigiertem Massenstrom wie der Referenzbetriebspunkt zwischen den beiden Gegendruckvarianten liegt, sollen beide später mit den experimentell ermittelten Schaufeldruckverteilungen verglichen werden. Weiterhin wird aus Abb. 2.53 ersichtlich, dass die Simulationen zu höheren Massenströmen und höheren Totaldruckverhältnissen verschoben sind. Zur Absicherung ist deswegen eine Simulation mit industriellem Setup (Bardina-Rotationserweiterung, kein Transitionsmodell, Halbspalte vorhanden) für das Wilcox $k-\omega$ mit in das Kennfeld eingetragen. Dieser Punkt steht allerdings im Einklang mit den gezeigten Ergebnissen aus früheren Veröffentlichungen. Ein möglicher Grund könnten geometrische Ungenauigkeiten des CFD-Modells, wie zum Beispiel die fehlende Berücksichtigung von Kavitäten, sein. Weiterhin besteht bei der Simulation von einzelnen Rigpassagen immer die Möglichkeit, dass durch die Verwendung von Rotor-Stator Schnittstellen das Stufenmatching der Maschine verändert wird und es deswegen zu Abweichungen im Kennfeld kommt. Alle Simulationen haben die Tatsache

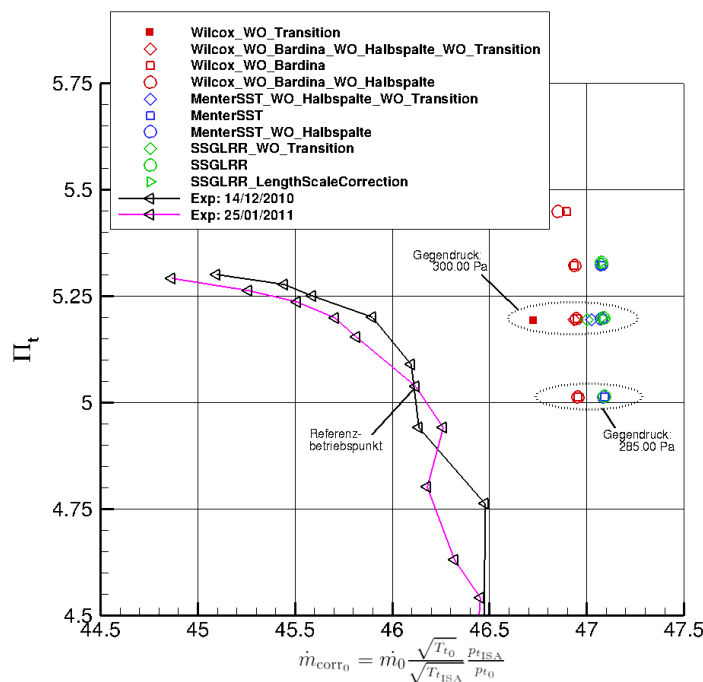


Abbildung 2.53.: Simulationen vs. Messkampagnen bei 100% Drehzahl

gemeinsam, dass sie einen sperrenden Rotor 1 bei 285.000 Pa und 300.000 Pa vorhersagen. Basierend darauf sind die hinteren Stufen 3 und 4 in der Simulation mehr belastet im Vergleich zum Experiment (mehr Totaldruckgewinn über die Stufen). Mit allen drei Turbulenzmodellen konnten konvergente Lösungen bei einem Gegendruck von 310.000 Pa (Totaldruckverhältnis von ungefähr 5,3) erzielt werden, wohingegen bei einem Gegendruck von 320.000 Pa lediglich mit dem Wilcox $k-\omega$ Modell (ohne Bardina-Rotationserweiterung) erfolgreich der Betriebspunkt gehalten werden konnte. Die mangelnde Übereinstimmung des Stufenmatchings aus Experiment und Simulation könnte für die unterschiedliche Androsselbarkeit des Verdichters verantwortlich sein. Die industrielle Praxis sieht hierfür die Aktivierung verschiedener Turbulenzmodellerweiterungen vor, um in der Lage zu sein einen Betriebspunkt mit geringerem Massendurchsatz anfahren zu können. Da das allerdings nicht Thema dieses Projekts sein soll, sondern lediglich das Verhalten von Reynoldsspannungsmodellen im Off-Design eines mehrstufigen Verdichters untersucht werden soll, wird die simulierte Kennlinie dort abgebrochen.

Abb. 2.54 stellt die Differenzen und Änderungen im Setup der Simulationen mit 300.000 Pa Gegendruck detailliert im Kennfeld dar. Die Entfernung der Halbspalte verschiebt dabei die Betriebspunkte der linearen Wirbelzähigkeitsmodelle zu geringerem Massendurchsatz und mehr Totaldruckverhältnis. Die Simulationen ohne ein aktives

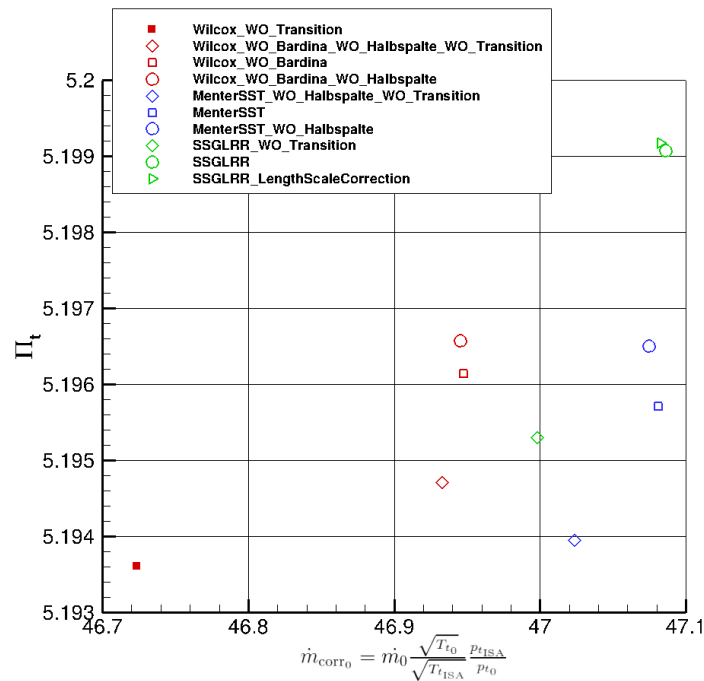


Abbildung 2.54.: Einordnung der Modellvariationen im Kennfeld bei 300.000 Pa Gegen-
druck

Transitionsmodell konvergieren dagegen zu geringeren Massenströmen und geringeren Totaldruckverhältnissen. In anderen Worten bedeutet das, dass die Effizienz des Rigs geringer ist bzw. die Verluste zunehmen. Der oben angesprochene Betriebspunkt *Wilcox_WO_Transition* spiegelt die industriellen Löser- und Modelleinstellungen wieder. Die Verschiebung zu höheren Massenströmen und höheren Totaldruckverlusten unter Hinzunahme eines Transitionsmodells, lassen sich durch die Wiedergabe des Umschlagspunkts erklären, wenngleich schon hier erwähnt werden soll, dass Wilcox $k-\omega$ in Kombination mit dem verwendeten Transitionsmodell die Transitionslage wesentlich anders vorhersagt, als beispielsweise Menter SST $k-\omega$ und SSG/LRR- ω . Schließlich soll an dieser Stelle vermerkt werden, dass die Rechnung mit Reynoldsspannungsmodell und dem Korrekturterm für das turbulente Längenmaß, den globalen Betriebspunkt kaum beeinflusst.

Vergleich der Schaufelschnitte Da Druckmessungen ausschließlich für den Referenzbetriebspunkt vorhanden sind, soll zunächst dort ein Vergleich von Simulationen und Experiment erfolgen. Daraufhin werden ausgewählte Schaufelschnitte nochmals für einen Off-Designpunkt näher beleuchtet.

Die stehenden Schaufeln IGV, Stator 1 und Stator 2 waren mit statischen Druckmess-

aufnehmern versehen, sodass dort Druckverteilungen am Referenzbetriebspunkt extrahiert werden konnten. Diese waren an Stator 1 und 2 bei 12%, 50% und 87% radialer Höhe angebracht, beim IGV lediglich bei 50% radialer Höhe. Die Positionen der Messaufnehmer sind bezogen auf das CAD-Kaltgasmodell angegeben, wohingegen das CFD-Modell die Verformung und Ausdehnung unter Betriebsbedingungen berücksichtigt, sodass es aufgrund dieser Diskrepanzen zu Abweichungen kommen kann und darf. Zusätzlich gab es Messaufnehmer, welche auf dem Stator der ersten Stufe das Drucksignal zeitaufgelöst aufgezeichnet haben. Für den Vergleich mit einer stationären Simulation sind hierbei die zeitlichen Mittelwerte dargestellt. Zunächst werden die Auswirkungen der unterschiedlichen Setups der einzelnen Turbulenzmodelle näher beleuchtet, bevor danach ein turbulenzmodellübergreifender Vergleich stattfindet.

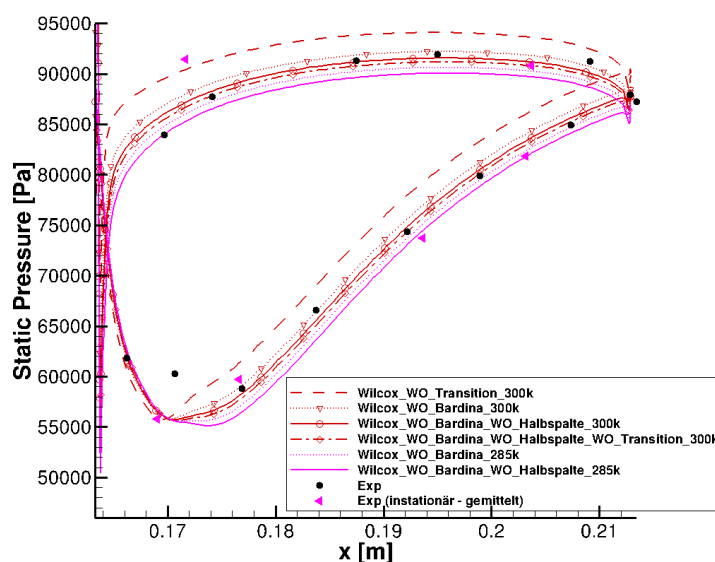


Abbildung 2.55.: Statische Druckverteilung des Stators der Stufe 1 bei 50% radialer Höhe bei Anwendung des Wilcox $k-\omega$ Turbulenzmodells

In Abb. 2.55 und Abb. 2.56 ist ein Vergleich der statischen Druckverteilung, die mit dem Wilcox $k-\omega$ Modell erzielt wurde, mit den experimentellen Daten dargestellt. Die Druckseiten der Schaufelschnitte bei den Rechnungen mit 300.000 Pa Gegendruck stimmen eher mit den Experimenten überein, wohingegen die saugseitigen Verläufe eher besser mit den Messpunkten übereinstimmen, wenn der Gegendruck 285.000 Pa beträgt. Da der Effekt des Gegendrucks an weiter stromab liegenden Stufen verstärkt bemerkbar ist, zeigt sich das beschriebene Verhalten in Stufe 2 deutlicher. Das Vernachlässigen der Halbspalte in der 3D-Geometrie, sowie das abgeschaltete Transitionsmodell führen zu

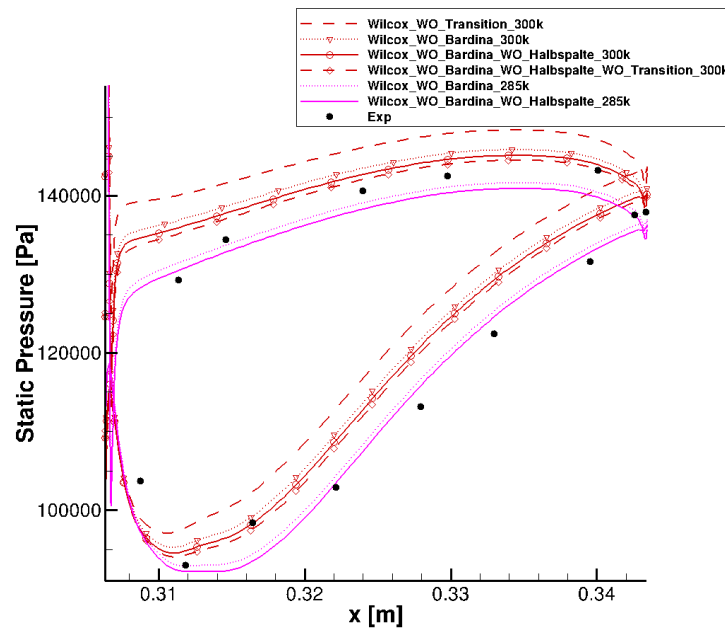


Abbildung 2.56.: Statische Druckverteilung des Stators der Stufe 2 bei 50% radialer Höhe bei Anwendung des Wilcox $k-\omega$ Turbulenzmodells

einer Absenkung des statischen Drucks auf der Schaufel. Deutlich ist zu sehen, dass die Simulation, wie sie industriell betrieben wird (*Wilcox_WO_Transition*), sehr weit von den Experimenten entfernt liegt.

Was sich bereits für die unterschiedlichen Betriebspunkte, basierend auf der Wahl des Gegendrucks, angedeutet hat, lässt sich für das Menter SST Modell in Abb. 2.57 und Abb. 2.58 bestätigen. Dazu muss allerdings angemerkt werden, dass die Abströmung an der Hinterkante der Schaufel eher dem Gegendruck 300.000 Pa entspricht. Die ebenfalls beschriebenen Trends für das Nichtberücksichtigen der Halbspalte und des Transitionsmodells gelten ebenfalls auch hier, wenngleich der Einfluss des Transitionsmodells geringer ausfällt als beim Wilcox $k-\omega$ Modell.

Alle Aussagen, welche bereits getätigt wurden, bestätigen sich auch für das SSG/LRR- ω Modell, sodass hierbei keine neuen Erkenntnisse erzielt werden können.

Um eine Vergleichbarkeit zwischen den Turbulenzmodellen und gleichzeitig eine übersichtliche Darstellung zu gewährleisten, werden nun im weiteren Verlauf der Vergleiche die Rechnungen mit den Halbspalten nicht berücksichtigt. Spielt die Wahl des Gegendrucks keine besondere Rolle, wie beispielsweise beim IGV, wird die Rechnung bei 285.000 Pa Austrittsdruckrandbedingung nicht mit eingeschlossen. Wie in Abb. 2.55, Abb. 2.56, Abb. 2.57, Abb. 2.58, Abb. 2.59 und Abb. 2.60 zu beobachten war, spielt die De/Aktivierung eines Transitionsmodells für die statische Druckverteilung um die Stator-

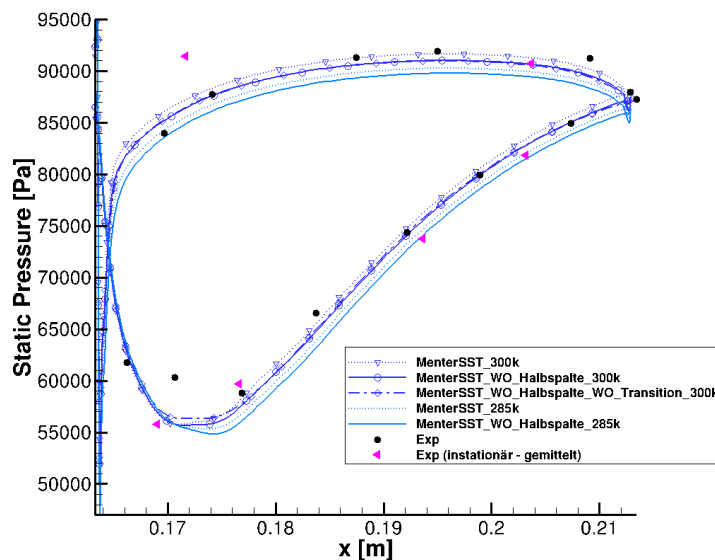


Abbildung 2.57.: Statische Druckverteilung des Stators der Stufe 1 bei 50% radialer Höhe bei Anwendung des Menter SST $k-\omega$ Turbulenzmodells

ren der Stufen 1 und 2 des Rig250 eine untergeordnete Rolle, weswegen die Simulationen ohne Transitionsmodell ebenfalls unberücksichtigt bleiben.

Die Druckverteilung des IGVs in Abb. 2.61 zeigt allerdings sehr wohl einen deutlichen Unterschied, ob die Rechnung mit oder ohne Transitionsmodell durchgeführt wurde, wenngleich aufgrund mangelnder Übereinstimmung mit den Messergebnissen keine neuen Erkenntnisse gewonnen werden können. Hierbei ist lediglich schon ersichtlich, dass die Modelle Menter SST und SSG/LRR- ω ähnliche Prognosen hinsichtlich der Größe der Ablöseblase ergeben und eine gewisse Diskrepanz zu Wilcox $k-\omega$ besteht. Zu großen Abweichungen beim turbulenzmodellübergreifenden Vergleich mit den Messdaten kommt es insbesondere auf der Saugseite des 12% Schnitts und auf der Druckseite des 87% Schnitts des Stators der ersten Stufe (siehe Abb. 2.62, Abb. 2.64, Abb. 2.65 und Abb. 2.67). Wie bereits erläutert, wiegt die unterschiedliche Wahl des Gegendrucks beim Stator der zweiten Stufe schwerer, sodass auch auf 12% und 87% radialer Höhe deutliche Unterschiede zu sehen sind. Gleichzeitig ist auch dort das Phänomen ersichtlich, dass die Druckseiten eher bei 300.000 Pa und die Saugseiten eher bei 285.000 Pa Gegendruck zu den experimentellen Daten passen.

In den vorangegangenen Abschnitten wurde der Einfluss des γ - Re_θ Transitionsmodells mehrfach angesprochen. Um diese Aussagen zu bekräftigen bzw. Unterschiede erneut aufzuzeigen, sollen nun einige Darstellungen folgen. Betrachtet man zunächst

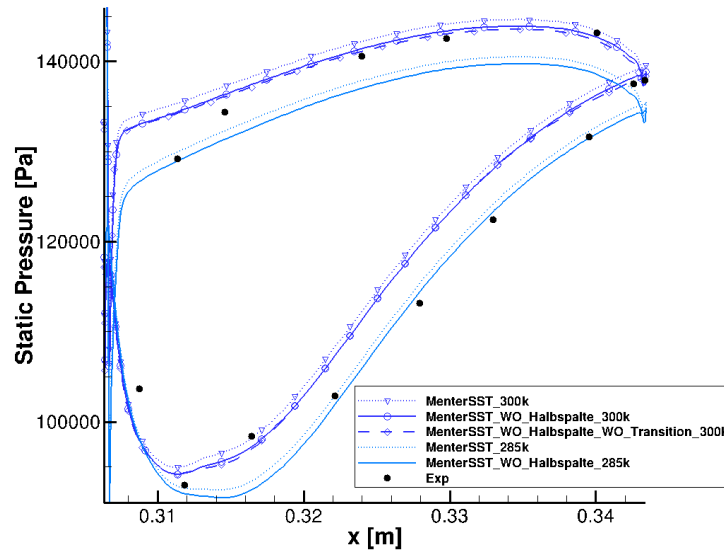


Abbildung 2.58.: Statische Druckverteilung des Stators der Stufe 2 bei 50% radialer Höhe bei Anwendung des Menter SST $k-\omega$ Turbulenzmodells

die Druckverteilung des Rotors der ersten Stufe in Abb. 2.68, fällt sofort auf, dass der Druckaufbau ohne Transitionsmodell auf der Druckseite und auf der Saugseite merklich anders verläuft. Der Schubspannungsverlauf in Abb. 2.69 liefert die Erkenntnis, dass mit einem Transitionsmodell sowohl Menter SST als auch SSG/LRR- ω zwei Ablösegebiete voraussagen. Ohne Transitionsmodell entsteht unter Verwendung von Menter SST lediglich die erste Ablösung, wohingegen mit SSG/LRR- ω kein Ablösegebiet ersichtlich ist. Beim Wilcox $k-\omega$ Turbulenzmodell macht es auch hier keinen großen Unterschied, ob man ein Transitionsmodell aktiviert oder nicht, denn die Verläufe von Schaufeldruck und Schubspannung sind nahezu identisch. Abb. 2.70 und Abb. 2.71 unterstreichen die gewonnenen Erkenntnisse basierend auf dem Mittelschnitt und zeigen außerdem, dass das höherwertige Turbulenzmodell SSG/LRR- ω die Wirbelstrukturen und Ablösegebiete deutlich anders vorhersagt.

Die Schubspannungsverläufe des IGVs in Abb. 2.72 bestätigen das in Abb. 2.61 gezeigte Verhalten der Schaufeldruckverteilung. Mit Transitionsmodell zeigt sich turbulenzmodellunabhängig eine laminare, saugseitige Strömung bis ca. $x = 0,03$ m, wo es dann zu einem rapiden Druckanstieg kommt. Beim Stator der ersten Stufe stellt sich unter Verwendung von Menter SST und SSG/LRR- ω in Kombination mit γ - Re_θ Transitionsmodells eine laminare Anlaufstrecke bis ca. $x = 0,18$ m ein (siehe Abb. 2.74). Wilcox $k-\omega$ sagt diesen laminar-turbulenten Umschlagspunkt wesentlich früher voraus. Da der Transitionspunkt

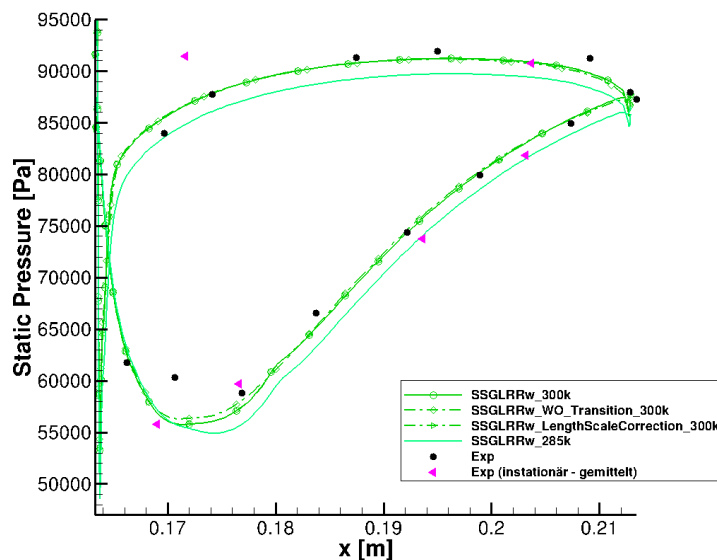


Abbildung 2.59.: Statische Druckverteilung des Stators der Stufe 1 bei 50% radialer Höhe bei Anwendung des SSG/LRR- ω Turbulenzmodells

aufgrund einer erhöhten turbulenten kinetischen Energie in der freien Strömung bei Stator 2 zur Vorderkante wandert (siehe Menter SST und SSG/LRR- ω in Abb. 2.77), zeigt die Kombination aus Wilcox k - ω und Transitionsmodell eine vollturbulente Umströmung. Der Umstand eines früheren Umschlags oder sogar einer vollturbulenten Umströmung zeigte sich in den Schaufeldruckverläufen durch ein erhöhtes statisches Druckniveau der Rechnungen mit Wilcox k - ω auf Saug- und Druckseite. Außerdem zeigt sich keine bemerkenswerte Auswirkung des Längenmaßkorrekturterms auf die Schubspannungsverteilungen. Besonders hervorzuheben ist dabei auch die Tatsache, dass der Term scheinbar ebenso in wandnahen Bereichen die Strömung wenig beeinflusst (siehe insbesondere Abb. 2.73, Abb. 2.75, Abb. 2.76 und Abb. 2.78).

Turbulenzentwicklung in den Nachläufen Nachfolgend soll die Turbulenzentwicklung in den Nachläufen der Schaufelreihen betrachtet werden. In Tabelle 2.2 sind die geometrischen Positionen der Schnittebenen, die im Postprocessing erzeugt wurden, den entsprechenden Bereichen innerhalb des Rigs zugeordnet. An allen x -Schnittebenen wurden bei 20%, 50% und 80% radialer Höhe in Umfangsrichtung Schnitte erzeugt. Diese sind nun für alle x -Schnittebenen in den nachfolgenden Abbildungen (siehe Abb. 2.79) dargestellt. Radiale Höhen in denen ein Umfangs-/Passagenschnitt an der entsprechen-

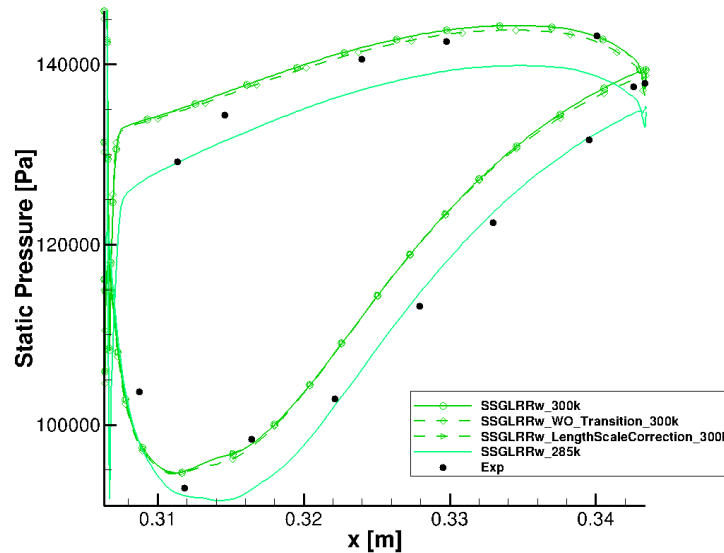


Abbildung 2.60.: Statische Druckverteilung des Stators der Stufe 2 bei 50% radialer Höhe bei Anwendung des SSG/LRR- ω Turbulenzmodells

den Position nicht möglich war bzw. keine sinnvollen Aussagen generierte, entfallen an der entsprechenden Position. In Abb. 2.79 werden nun lediglich die Simulationen ohne Halbspalte, mit Transitionsmodell und einem Gegendruck von 300.000 Pa miteinander verglichen. Ein Blick auf das Niveau der turbulenten kinetischen Energie in den Nachläufen (ab $x \geq -0,05$ m), zeigt, dass in den meisten dargestellten Abbildungen das SSG/LRR- ω am meisten turbulente kinetische Energie erzeugt. So überwiegt das Niveau der turbulenten kinetischen Energie unter Verwendung des Menter SST Modells lediglich an den Positionen $r/H = 20\%$ und $x = 0,05$ m, $r/H = 50\%$ und $x = -0,05$ m sowie $r/H=80\%$ und $x \in \{-0,05$ m, $0,05$ m, $0,147$ m, $0,22$ m, $0,35$ m}. Das Niveau der turbulenten kinetischen Energie, welches mit dem Wilcox k - ω Modell erzeugt wurde, überwiegt jedoch ausschließlich bei $r/H = 50\%$ und $x \in \{0,05$ m, $0,22$ m}.

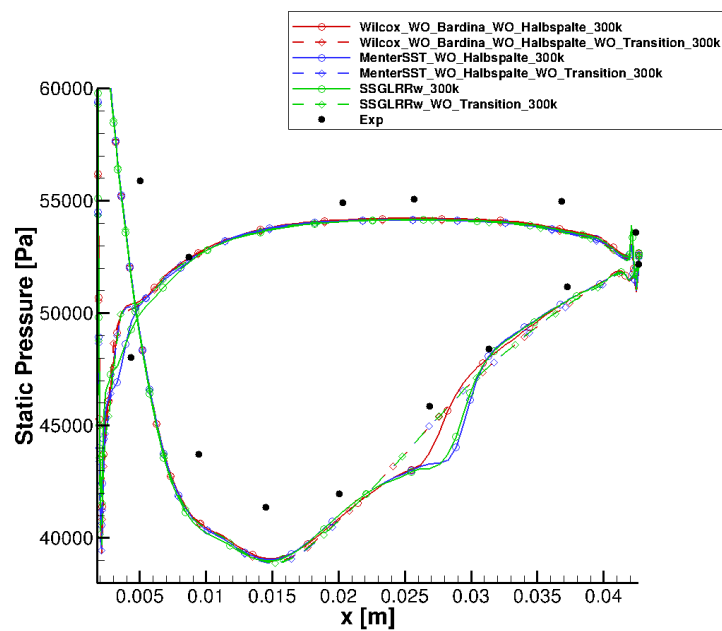


Abbildung 2.61.: Statische Druckverteilung des IGV bei 50% radialer Höhe

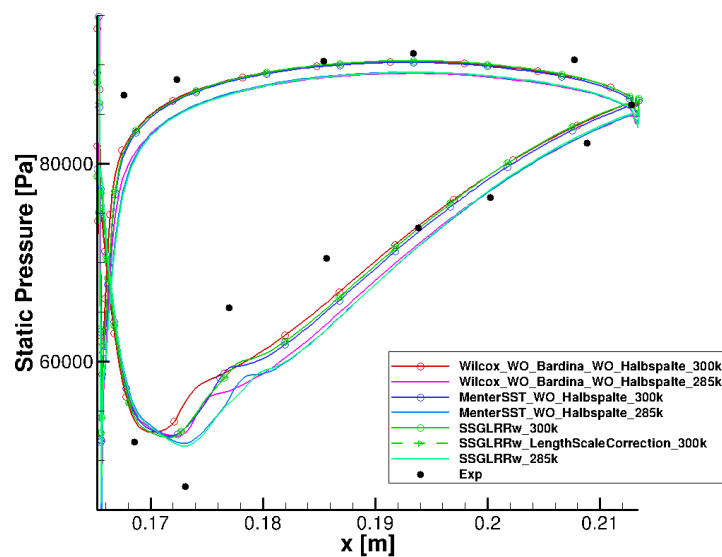


Abbildung 2.62.: Statische Druckverteilung des Stators der Stufe 1 bei 12% radialer Höhe

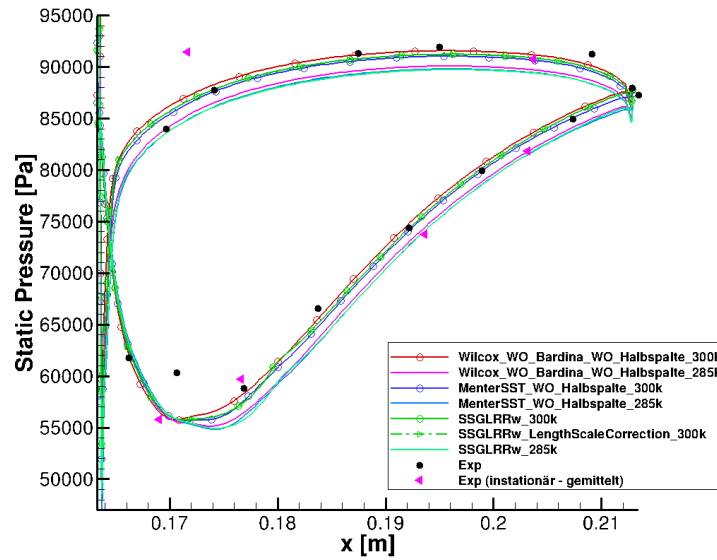


Abbildung 2.63.: Statische Druckverteilung des Stators der Stufe 1 bei 50% radialer Höhe

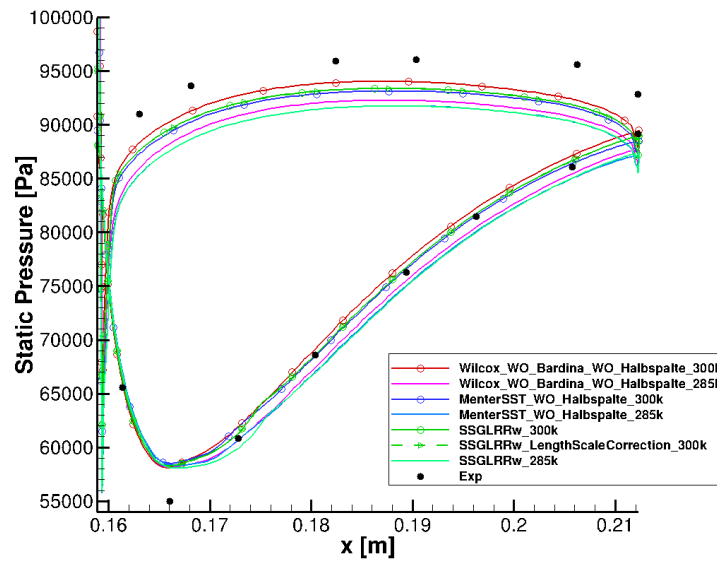


Abbildung 2.64.: Statische Druckverteilung des Stators der Stufe 1 bei 87% radialer Höhe

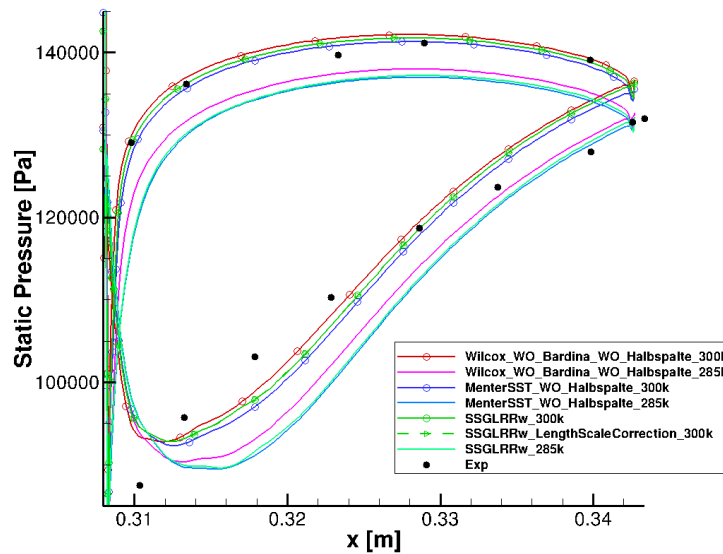


Abbildung 2.65.: Statische Druckverteilung des Stators der Stufe 2 bei 12% radialer Höhe

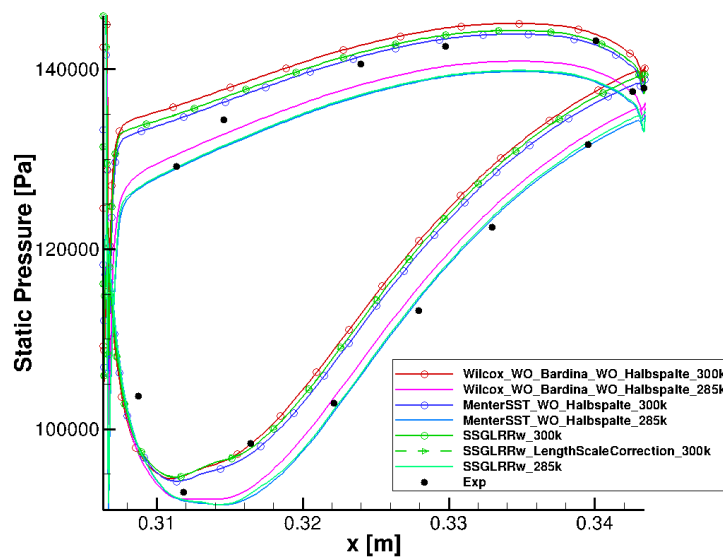


Abbildung 2.66.: Statische Druckverteilung des Stators der Stufe 2 bei 50% radialer Höhe

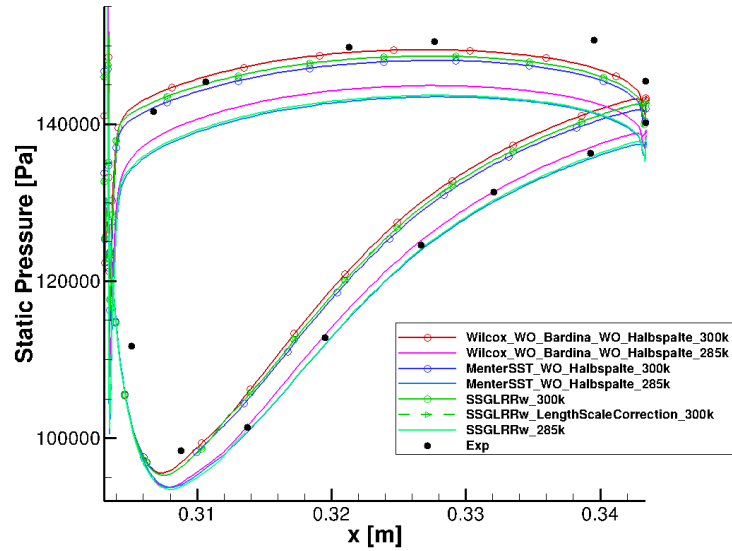


Abbildung 2.67.: Statische Druckverteilung des Stators der Stufe 2 bei 87% radialer Höhe

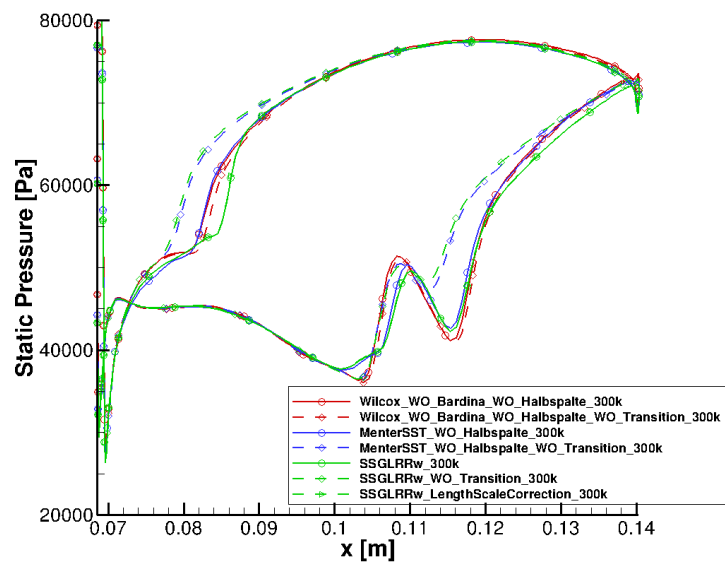
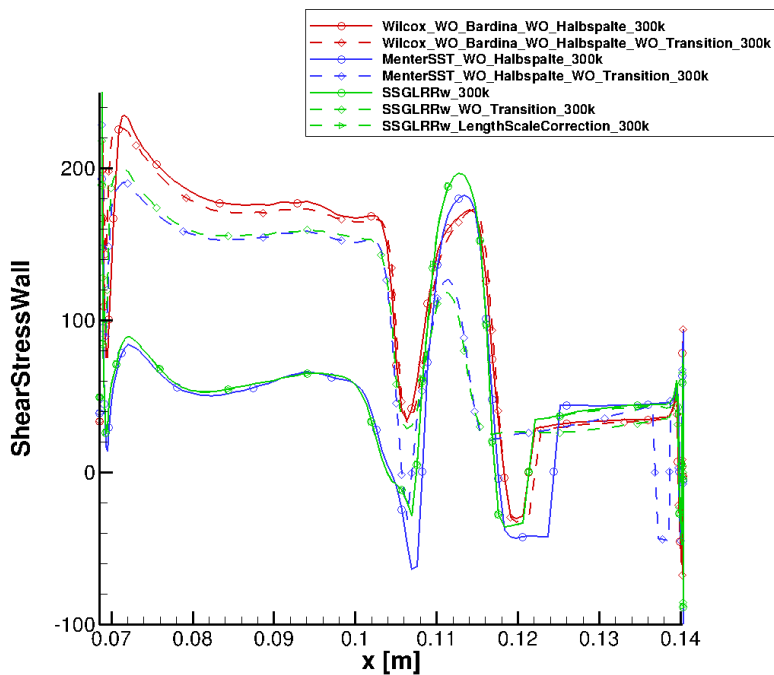
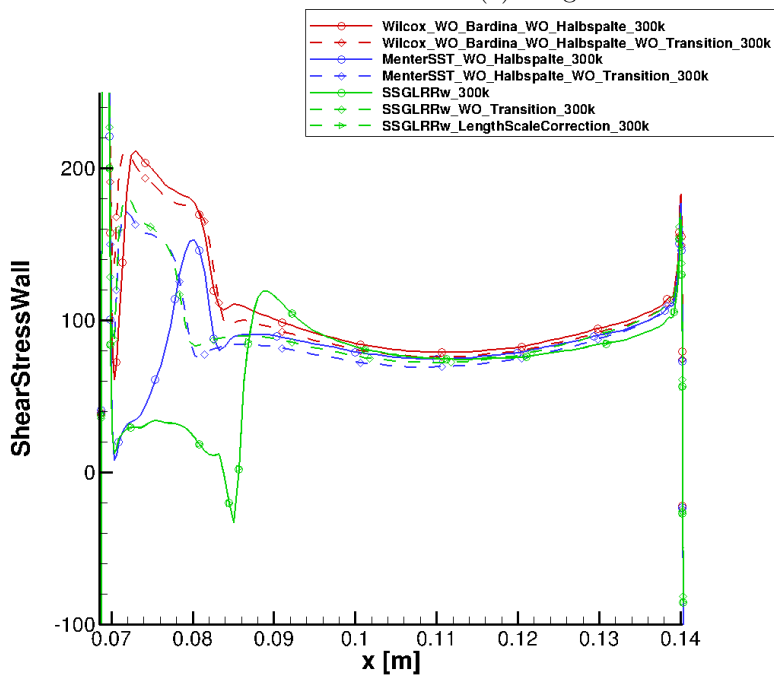


Abbildung 2.68.: Statische Druckverteilung des Rotor der Stufe 1 bei 50% radialer Höhe



(a) Saugseite



(b) Druckseite

Abbildung 2.69.: Wandschubspannung des Rotors der Stufe 1 bei 50% radialer Höhe

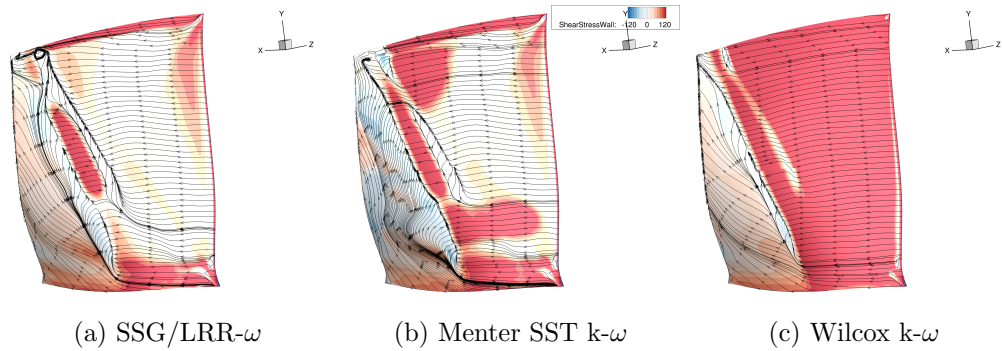


Abbildung 2.70.: Wandschubspannung und Stromlinien auf der Saugseite des Rotors der Stufe 1 der Simulationen mit Transitionsmodell und ohne Halbspalte bei einem Gegendruck von 300.000 Pa

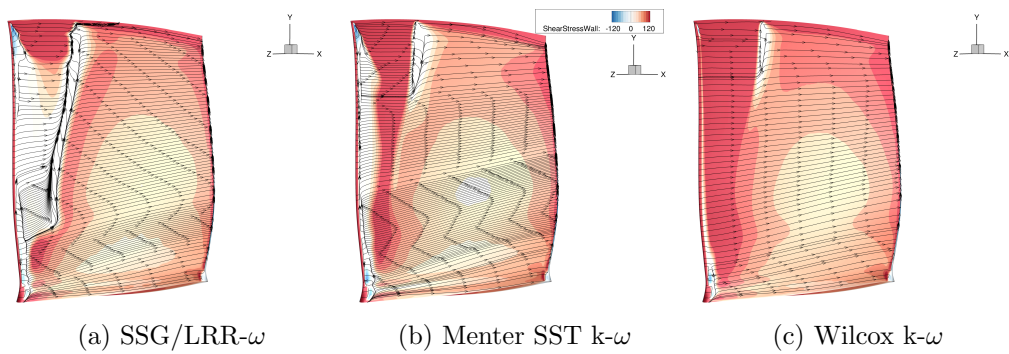


Abbildung 2.71.: Wandschubspannung und Stromlinien auf der Druckseite des Rotors der Stufe 1 der Simulationen mit Transitionsmodell und ohne Halbspalte bei einem Gegendruck von 300.000 Pa

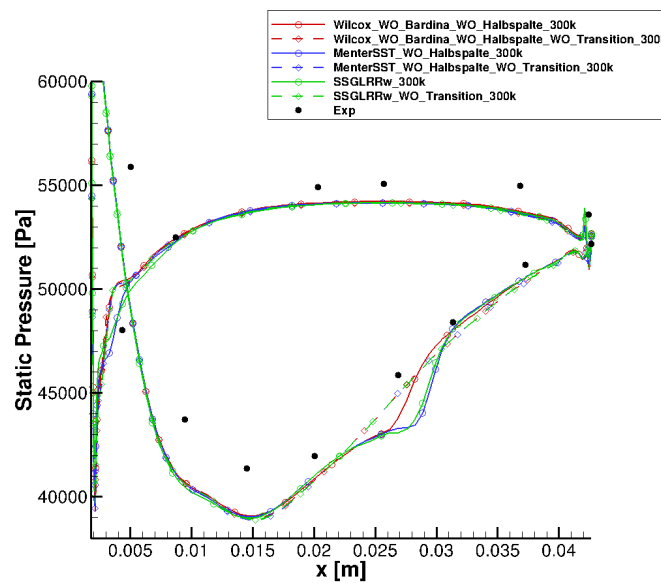


Abbildung 2.72.: Wandschubspannung des IGV bei 50% radialer Höhe

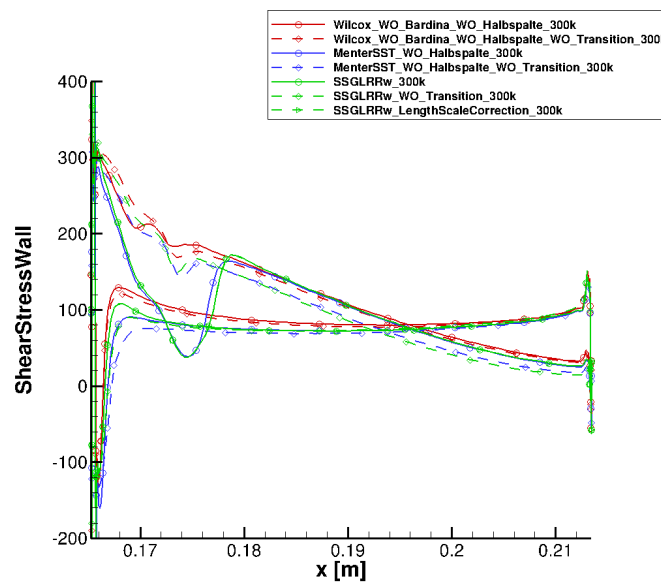


Abbildung 2.73.: Wandschubspannung des Stators der Stufe 1 bei 12% radialer Höhe

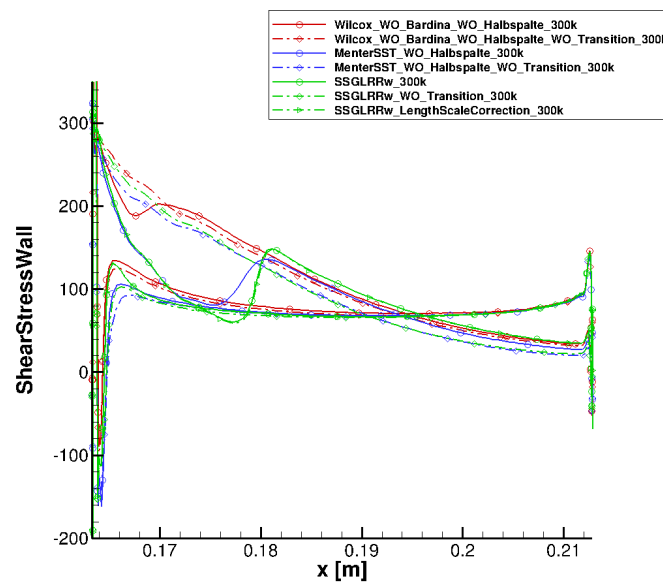


Abbildung 2.74.: Wandschubspannung des Stators der Stufe 1 bei 50% radialer Höhe

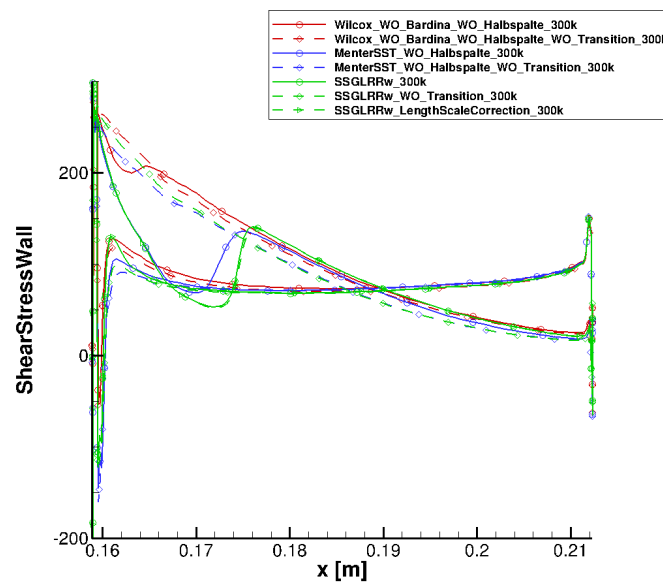


Abbildung 2.75.: Wandschubspannung des Stators der Stufe 1 bei 87% radialer Höhe

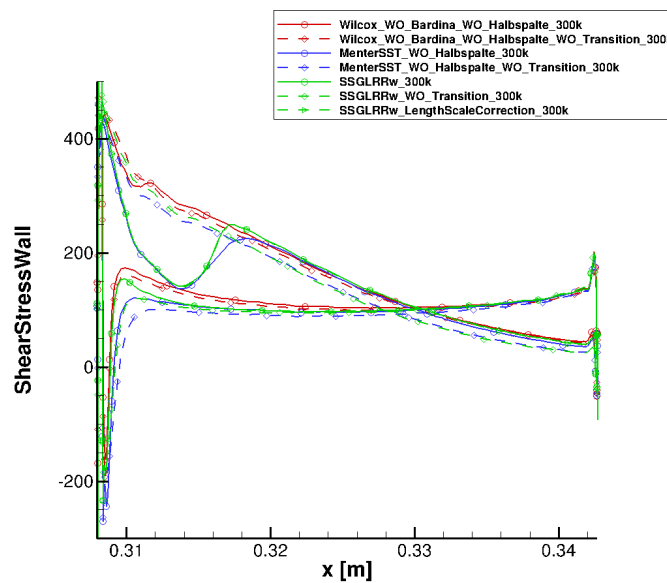


Abbildung 2.76.: Wandschubspannung des Stators der Stufe 2 bei 12% radialer Höhe

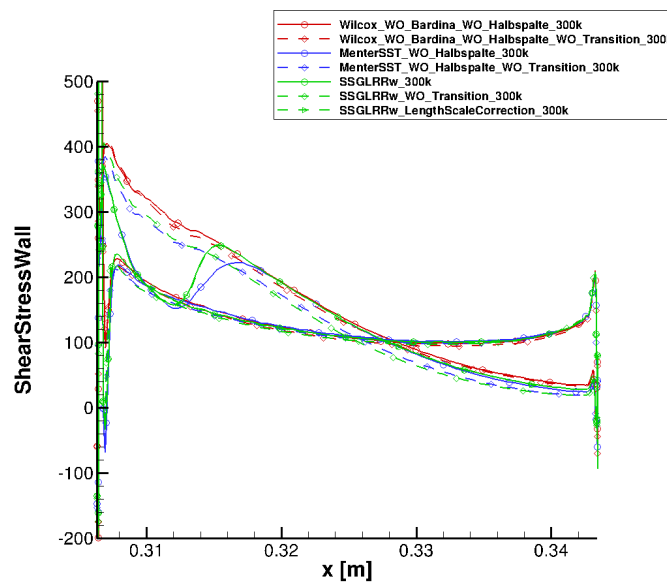


Abbildung 2.77.: Wandschubspannung des Stators der Stufe 2 bei 50% radialer Höhe

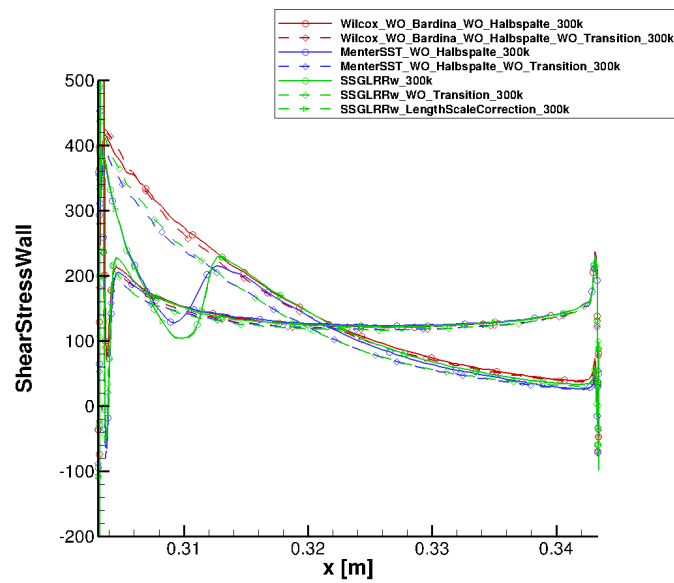
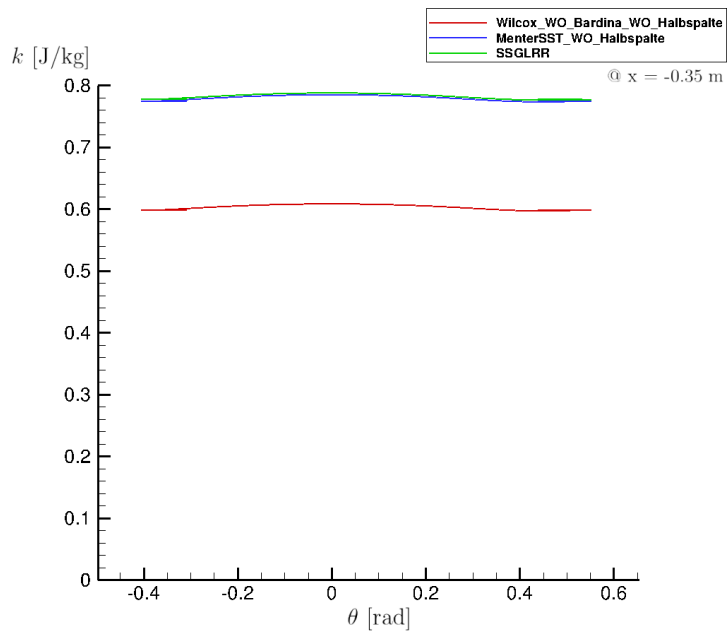


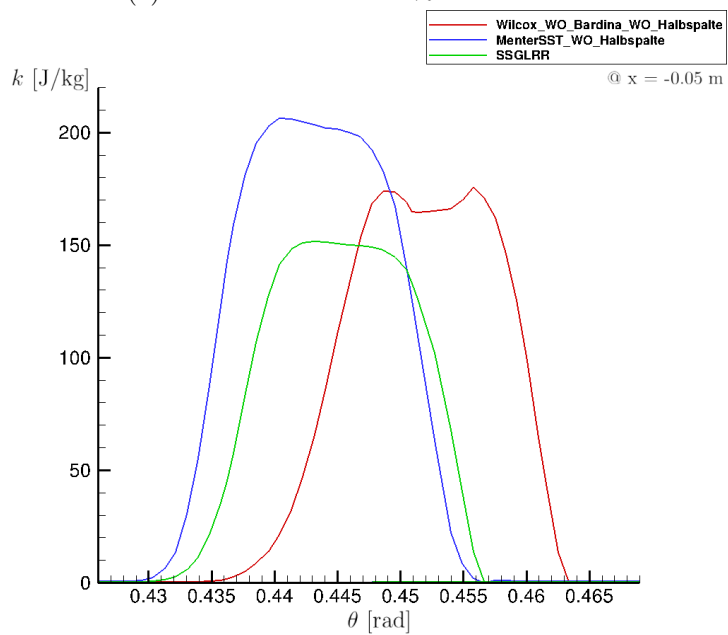
Abbildung 2.78.: Wandschubspannung des Stators der Stufe 2 bei 87% radialer Höhe

Geometrische Position	Rig-Bereich
x = -0,35	vor Strut
x = -0,05	nach Strut
x = 0,05	nach IGV
x = 0,147	nach Rotor der Stufe 1
x = 0,22	nach Stator der Stufe 1
x = 0,293	nach Rotor der Stufe 2
x = 0,35	nach Stator der Stufe 2
x = 0,406	nach Rotor der Stufe 3
x = 0,45	nach Stator der Stufe 3
x = 0,498	nach Rotor der Stufe 4
x = 0,53	nach Stator der Stufe 4
x = 0,55	nach Stator der Stufe 4

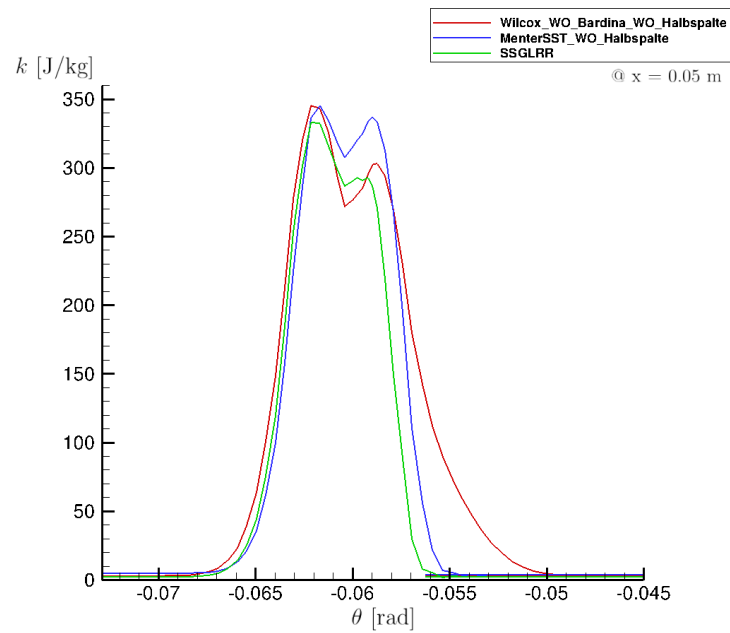
Tabelle 2.2.: Zuordnung der Nachlaufschnittebenen des Rig250



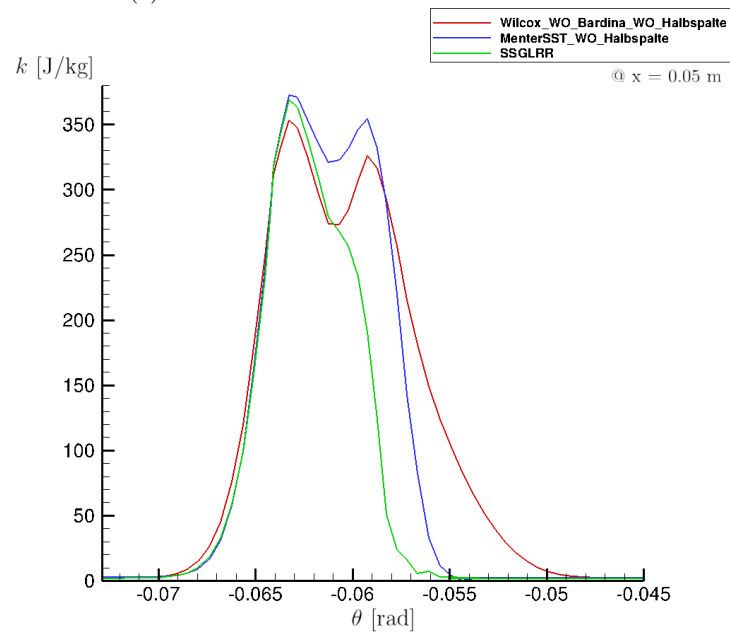
(a) vor dem Strut bei 50% radialer Höhe



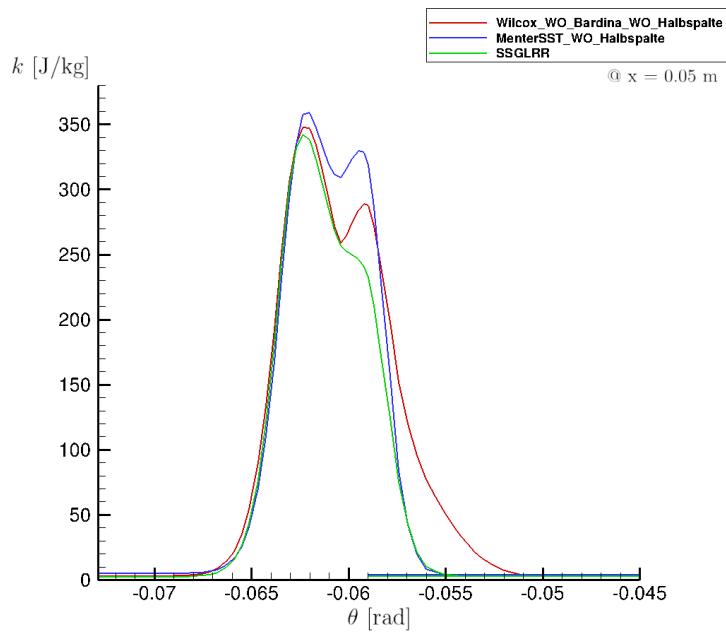
(b) nach dem Strut bei 50% radialer Höhe



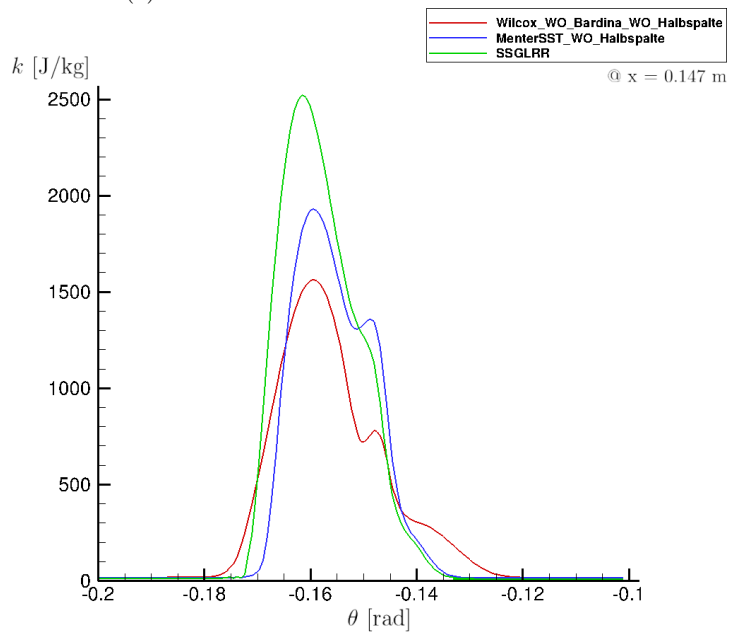
(c) nach dem IGV bei 50% radialer Höhe



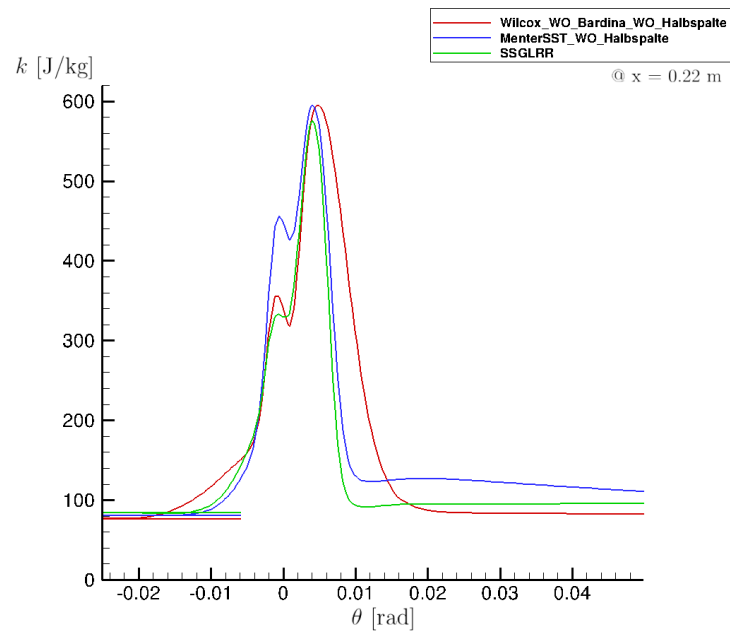
(d) nach dem IGV bei 20% radialer Höhe



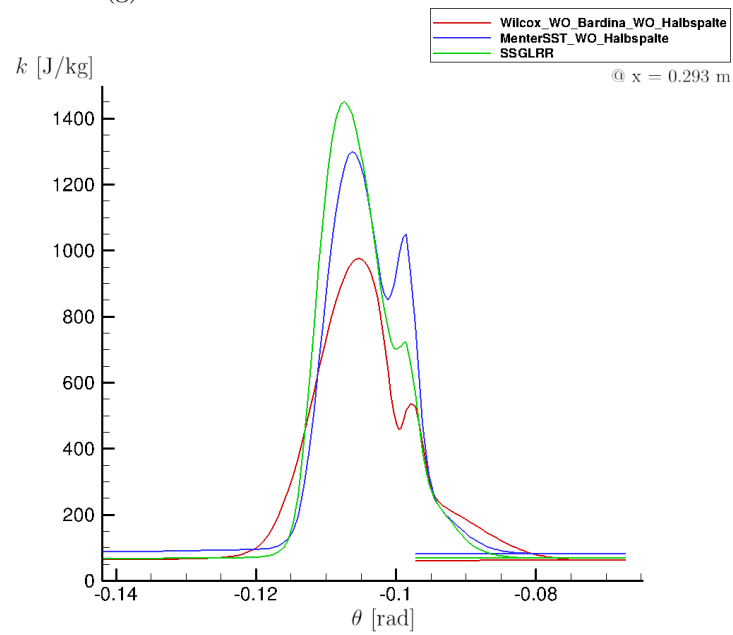
(e) nach dem IGV bei 80% radialer Höhe



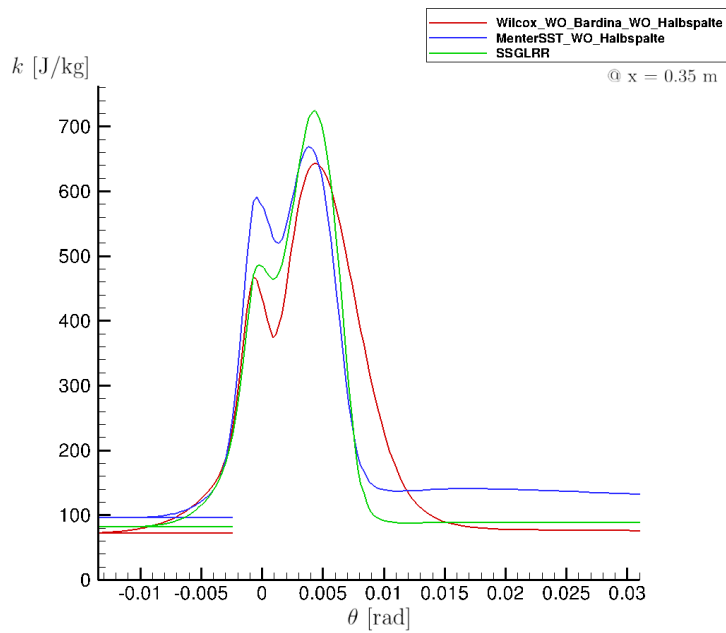
(f) nach dem Rotor 1 bei 50% radialer Höhe



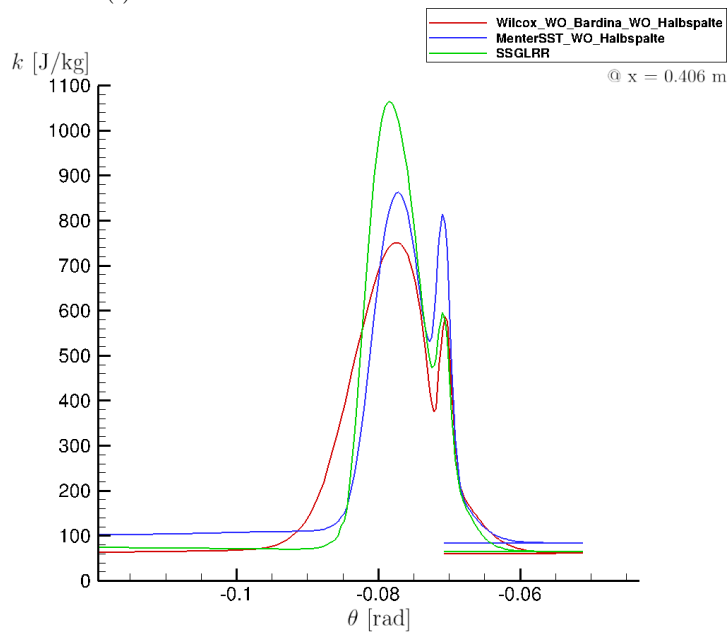
(g) nach dem Stator 1 bei 50% radialer Höhe



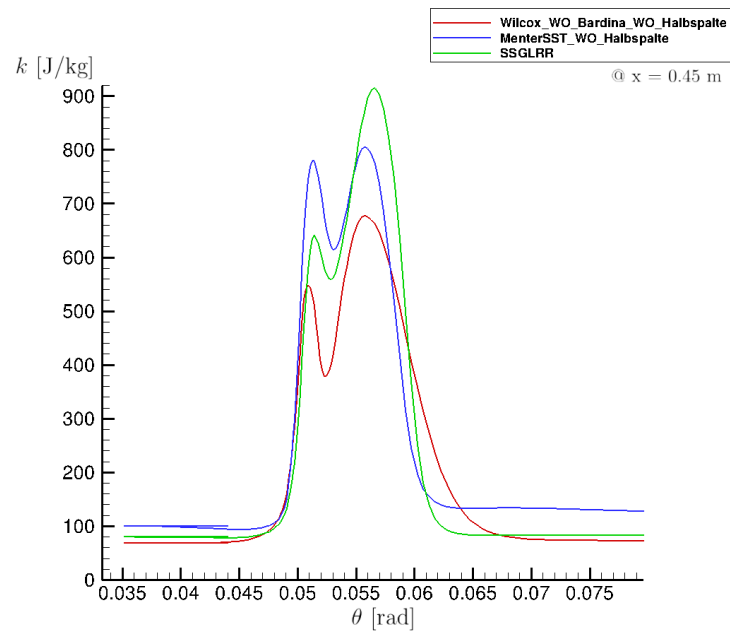
(h) nach dem Rotor 2 bei 50% radialer Höhe



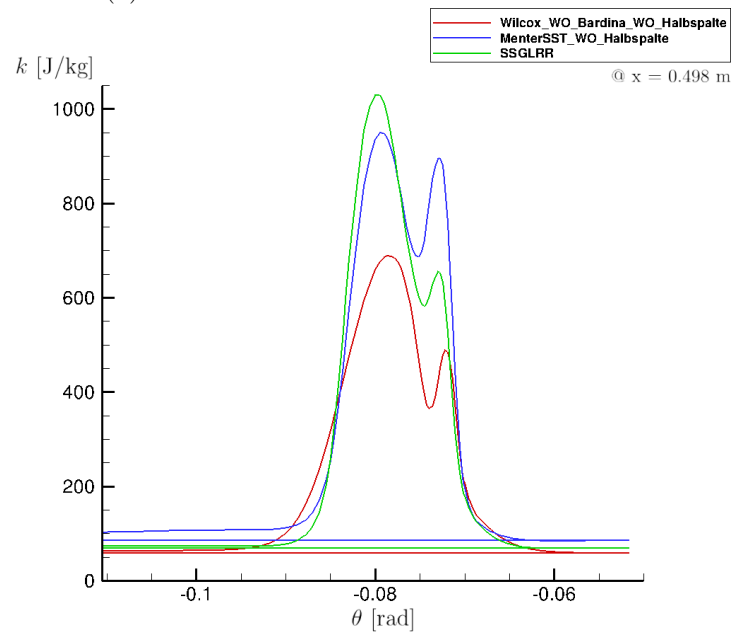
(i) nach dem Stator 2 bei 50% radialer Höhe



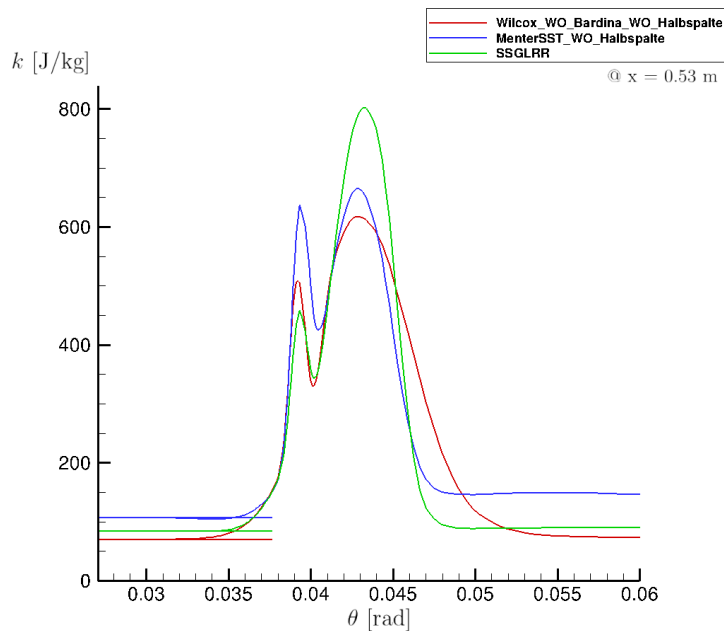
(j) nach dem Rotor 3 bei 50% radialer Höhe



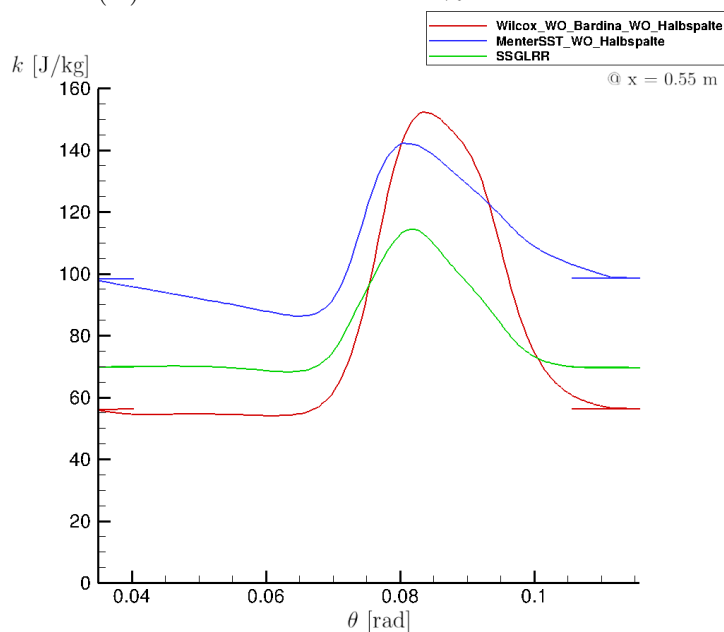
(k) nach dem Stator 3 bei 50% radialer Höhe



(l) nach dem Rotor 4 bei 50% radialer Höhe



(m) nach dem Stator 4 bei 50% radialer Höhe



(n) nach dem Stator 4 bei 50% radialer Höhe

Abbildung 2.79.: Verteilungen der turbulenten kinetischen Energie in Umfangsrichtung θ an verschiedenen Positionen innerhalb des Rig250 für die Simulationen mit einem Gegendruck von 300.000 Pa. Rot: Wilcox $k-\omega$, Blau: Menter SST $k-\omega$, Grün: SSG/LRR- ω



Um die Wiedergabequalität der Eckenwirbel zu untersuchen wurde die Wirbelstärke in Strömungsrichtung

$$\omega_{st} = \frac{u \frac{\partial w}{\partial y} - u \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial w}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial z} + w \frac{\partial v}{\partial x} - w \frac{\partial u}{\partial y}}{\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}} \quad (2.25)$$

gebildet und in den Nachläufen basierend auf S3-Schnitten untersucht. In Abb. 2.80 und Abb. 2.81 sieht man sehr deutlich, dass der Spaltwirbel am Tip für Rotor 1 und am Hub für Stator 3 unter der Verwendung des SSG/LRR- ω Turbulenzmodells klarer zu identifizieren ist. Die Wirbel befinden sich bei den linearen Wirbelzähigkeitsmodellen näher an der Endwand und zeigen keine deutlichen Umrisse, welche den Wirbelkern von der Grenzschicht trennen.

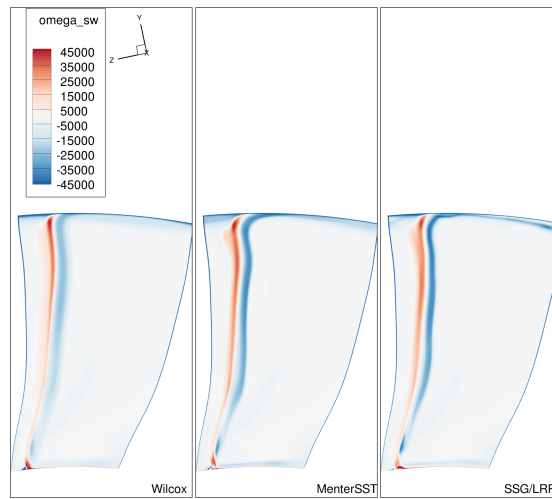


Abbildung 2.80.: Wirbelstärke in Strömungsrichtung ausgewertet nach dem Rotor der Stufe 1 bei den Simulationen mit Transitionsmodell und ohne Halbspalte bei einem Gegendruck von 300.000 Pa

Zusammenfassung Rig250 Mit der Strömung durch das DLR Verdichterrig Rig250 wurden im Rahmen dieser Untersuchung mit dem Reynoldsspannungsmodell SSG/LRR- ω in Kombination mit dem γ - Re_θ Transitionsmodell sowie einer Längenmaßkorrektur ein Design und erstmals ein Off-Design Betriebspunkt erfolgreich simuliert. Dabei wurden zunächst unter Verwendung des Wilcox k - ω und Menter SST k - ω Modells Vereinfachungen der Geometrie sowie die Verwendung des Transitionsmodells untersucht. Allerdings konnte eine weitgehende Vergleichbarkeit der Lösungen von Menter SST k - ω und SSG/LRR- ω festgestellt werden. Die getestete Längenmaßkorrektur von Eisfeld und Rumsey (siehe Gleichung (2.9)), die sich in den vorangegangenen Testfällen als stabilste Quelltermformulierung erwies, hat nur einen marginalen Einfluss auf die globale Performancevorhersage

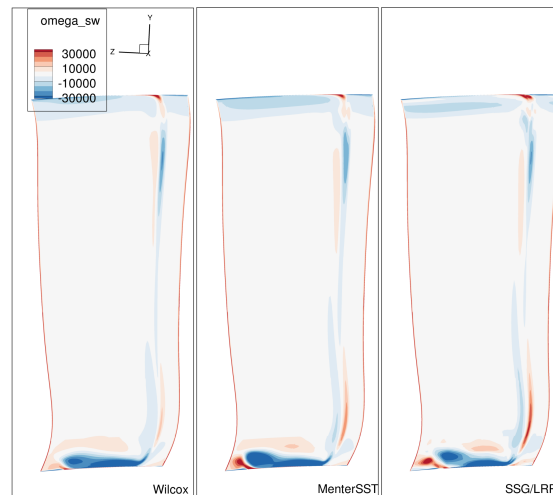


Abbildung 2.81.: Wirbelstärke in Strömungsrichtung ausgewertet nach dem Stator der Stufe 3 bei den Simulationen mit Transitionsmodell und ohne Halbspalte bei einem Gegendruck von 300.000 Pa

sowie lokale Strömungsphänomene. Ein positiver oder negativer Einfluss auf die Konvergenzeigenschaften konnte, wie schon bei den einfachen Testfällen, nicht festgestellt werden.

2.1.5. Fazit der Validierung

Es wurden zwei konzeptionell unterschiedliche Quellterme für die Dissipationsgleichung der Reynoldsspannungsmodelle $JH-\omega^h$ und $SSG/LRR-\omega$ implementiert und untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass der Quellterm, welcher für Druckgradienten sensibilisieren soll, zu intensiv agiert, sodass Ablösungsgebiete überschätzt werden und die Robustheit von Simulationen darunter leidet. Ob und inwieweit dies beispielsweise durch eine Kalibrierung der Modellkonstante behoben werden kann, ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt unbekannt und wäre Gegenstand weiterführender Untersuchungen. Der Quellterm zur Limitierung des turbulenten Längenmaßwachstums wurde in drei unterschiedlichen Varianten implementiert und erprobt. Der wesentliche Unterschied liegt zum einen in der Verwendung des Längenmaßgradienten anstelle der Verwendung des zelllokalen Wandabstands und in der Limitierung. Wengleich die Literaturstudie als auch die erzielten Ergebnisse bei den 2D-Verifikationstestfällen vielversprechend ausfielen (siehe Abschnitt 2.1.3), waren die Auswirkungen des Längenmaßkorrekturterms in nahezu jeder Formulierung bei der finalen Validierung in Abschnitt 2.1.4 marginal und führten gegebenenfalls nicht unbedingt zu einer verbesserten Wiedergabequalität der Strömungsvorhersage.

Es bleibt weiterhin festzuhalten, dass zur weiteren Etablierung von Reynoldsspannungs-

modellen in mehrstufigen Turbomaschinenanwendungen detailliertere Untersuchungen basierend auf einer verfügbaren Konfiguration, deren Randbedingungen (beispielsweise der betrachtete Betriebspunkt) genauer bekannt sind, durchgeführt werden sollten. Ebenso sollte darauf geachtet werden, dass es bei dieser Konfiguration möglich ist, Netzstudien, welche den Güteansprüchen von höherwertigen Modellen genügen, durchführen zu können. Dies war leider beim Rig250 in Anbetracht von Zeit und Aufwand nicht möglich, sodass diese Tatsache Wissenslücken bezüglich der Netzkonzvergenz der Lösung sowie der numerischen Stabilität hinterlässt.

2.2. Teilprojekt 1.2: Vorhersage ablösegetriebener Schwingungsanregung inkl. Rückströmung

In diesem Abschnitt werden die durchgeführten Arbeiten im Teilprojekt 1.2 beschrieben. Das untersuchte, grundlegende Phänomen sind nicht synchrone Schwingungen (engl. *non-synchronous vibrations*, Abk. NSV). Das erarbeitete Verständnis für die Thematik wird in Abschnitt 2.2.1 dargelegt. Von zentraler Bedeutung sind geeignete Testfälle, an denen der verwendete Strömungslöser untersucht werden kann. Hierzu wird in Abschnitt 2.2.2 die wissenschaftliche Literatur zusammengefasst. Die Ergebnisse werden in den Abschnitten 2.2.3 und 2.2.4 präsentiert.

2.2.1. Grundlagen nicht synchroner Schwingungen

Nicht synchrone Schwingungen beschreiben ein aeroelastisches Phänomen, das in Komponenten von Turbomaschinen beobachtet werden kann. Die dabei auftretenden Bewegungen der Schaufeln können kritische Belastungsgrenzen übersteigen oder zu erhöhter Materialermüdung führen, weshalb eine Vorhersage mittels computergestützter Methoden während der Entwurfsphase von entscheidender Bedeutung ist. Die folgende Einordnung erfolgt i. W. aufgrund der beobachteten Phänomene und stellt keine scharfe Definition dar. Das grundlegende Verständnis innerhalb dieses Projektes orientiert sich an den Arbeiten von Kielb u. a. an der Duke University. Die Klassifikation erfolgt zunächst in Abgrenzung zu den klassischen Schwingungsphänomenen *forced response* und *flutter* und kann anhand eines Campbell-Diagramms wie in Abb. 2.82 veranschaulicht werden. Durch

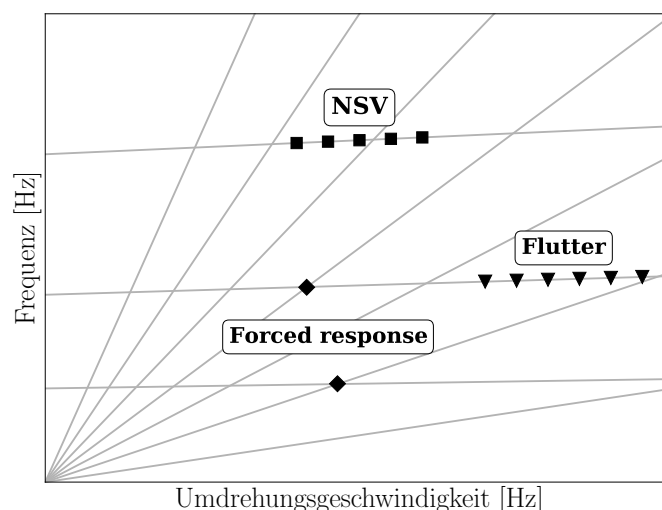


Abbildung 2.82.: Hypothetisches Campbell-Diagramm zur Klassifikation von nicht synchronen Schwingungen.

die rotierenden Komponenten kann sich inhärent eine periodische oszillierende Strömung in einer Turbomaschine einstellen, deren zugehörige Frequenz f sich direkt aus der Umdrehungsgeschwindigkeit ergibt. Des weiteren befinden sich in den rotierenden und nicht rotierenden Abschnitten regelmäßig angeordnete, idealerweise gleichförmige Schaufeln, die ganzzahlige Vielfache der Grundfrequenz nf induzieren, wobei n die Anzahl der Schaufeln ist. Diese Schaufeldurchgangsfrequenzen, auch *engine orders* sind in Abb. 2.82 durch Strahlen vom Ursprung aus dargestellt. Weiterhin sind für die verbauten Schaufeln durch Strukturanalysen Eigenmoden bekannt, also jene Verformungen und zugehörige Frequenzen mit denen die Schaufeln am stärksten schwingen. In Abb. 2.82 sind diese Frequenzen durch die horizontalen Linien dargestellt. Sie verlaufen nicht exakt achsenparallel, da eine Erhöhung der Drehzahl durch die einwirkende Rotationskraft typischerweise zu einer Versteifung der Schaufeln führt. Kritisch sind zunächst jene Punkte an denen sich die Linien der Schaufeldurchgangsfrequenzen mit denen der Eigenfrequenzen kreuzen, da hier eine Anregung auf exakt einer kritischen Frequenz erfolgt. An diesen Stellen spricht man von *forced response*. Da die Frequenz ein Vielfaches der Umdrehungsfrequenz ist, wird die Schwingung als synchron bezeichnet. Andererseits ist bekannt, dass elastische Strukturen auch selbsterregt mit ihrer Eigenfrequenz schwingen können, sogenanntes *Flutter*. Es handelt sich hierbei um eine rein aeroelastische Instabilität, die durch eine geringfügige Anregung in Gang gesetzt werden und sich dann selbstständig verstärken kann. Da die Flutter-Frequenz zunächst nicht mit der Umdrehungsfrequenz zusammenhängt, handelt es sich bereits um nicht synchrone Schwingungen, die jedoch, wie folgt, von den hier untersuchten nicht synchronen Schwingungen abgegrenzt werden.

Die klassischen Schwingungsphänomene *forced response* und *flutter* sind seit Langem bekannt und eingehend untersucht. Für Hersteller von Turbomaschinen stehen im industriellen Kontext ein breiter Erfahrungsschatz und effiziente Software zur Verfügung, um kritische Schwingungen bereits von vornherein auszuschließen bzw. im Entwurf überprüfen zu können, z. B. **linearTRACE** [72]. Die hier untersuchten Schwingungen treten jedoch typischerweise in anderen Regimen auf, vgl. exemplarisch Abb. 2.82. Es erfolgt ebenfalls eine Anregung einer Eigenmode, jedoch mit einer höheren, für Flutter untypischen, Frequenz. Ebenfalls kann die Schwingung in der Nähe einer Schaufeldurchgangsfrequenzen auftreten, jedoch liegt sie über einen ganzen Drehzahlbereich mit hoher Amplitude vor. Ursächlich dafür ist eine Kopplung von Strömung und Struktur. Durch eine periodische Oszillation in der Strömung wird eine Schwingung angeregt, die ihrerseits das Strömungsphänomen beeinflusst. Es kommt zu gegenseitiger Verstärkung und zu einer Angleichung der Frequenzen, die als *lock-in* bezeichnet wird. Damit ist a priori unklar welche Frequenzen als kritisch zu betrachten und gesondert zu untersuchen sind.

2.2.2. Literatur

Um nicht synchrone Schwingungen mit **TRACE** untersuchen zu können bedarf es geeigneter Testfälle. Hierzu erfolgt eine Sichtung der wissenschaftlichen Literatur. Da instationäre

Strömungsphänomene die Grundlage bilden werden diese zunächst gesondert betrachtet. Im weiteren liegt der Fokus auf gekoppelten Problemen und schließlich werden Arbeiten aufgeführt, die gekoppelte Probleme mittels Frequenzbereichsmethoden angehen. Die Auflistung ist nicht umfassend, sondern gibt Fundstellen wieder, die für des Projektes interessant erschienen.

2.2.2.1. Instationäre Strömungsphänomene

Ein extensiver Überblick findet sich in [128]. Klassisch und umfangreich untersucht sind Strömungen an zylindrischen Körpern, ebenen Platten, symmetrischen Profilen und Kavitäten. Ausgewählte Konfigurationen hierzu werden in Abschnitte 2.2.3.2 bis 2.2.3.5 ausführlich behandelt. Eine häufige Quelle von Störungen der Hauptströmung in Turbomaschinen sind Spaltwirbel, die entstehen wenn Fluid durch den Freiraum zwischen der Oberkante einer rotierenden Schaufel und dem Gehäuse strömt. Entsprechend wird häufig die Größe des Spalts als Einflussgröße studiert. Als Beispiel sei hier [68] genannt, wo an einem Axial-Lüfter die Auswirkung auf die Strömung und den generierten Lärm untersucht wird. In [82] wird die instationäre Strömung eines Spaltwirbels numerisch betrachtet. Rotierende Störungen stellen einen eigenen Themenkomplex dar, wobei zwischen *rotating stall* und *rotating instabilities* als eine Art Vorstufe unterschieden wird. In Verdichtern kommt es nahe der Stabilitätsgrenze oft zum Abreißen der Strömung an den Schaufeln. Dies geschieht jedoch typischerweise nicht an allen Schaufeln zugleich, sondern beginnt an vereinzelt Stellen. Diese Zelle ent- und belasten benachbarte Schaufeln, so dass es zu einer Wanderung kommt. Die Umlaufgeschwindigkeit ist stets geringer als die Drehgeschwindigkeit, aber konkret berichtete Zahlen variieren stark. In [65] wird die Bewegung von zunächst kleinen Zellen und die Entwicklung größerer Gebiete mit Strömungsabriss untersucht. Ein Tornado-ähnlicher Wirbel nahe der Rotorspitze wird identifiziert. Umfangreiche Studien zu Umlaufmustern und Geschwindigkeit finden sich in [84]. Hier werden die Spalthöhe, die Drucksteigerung über den Rotor und die axiale Geschwindigkeit als Einflussfaktoren genannt. Ähnliche Analysen finden sich in [87] mit anderen Charakteristika der Strömung. Ein weitere Forschergruppe [44, 45] führt Studien numerisch und experimentell durch. Das Entstehen der umlaufenden Störung, Rotor-Stator Interaktion und Schwierigkeiten in der numerischen Simulation werden adressiert. Die Arbeiten [16, 17] fokussieren auf aerodynamische Belastung der Schaufeln beim Auslösen rotierender Instabilitäten. Ein Modell basierend auf Störungen durch Rückströmung in der Spaltregion ist Gegenstand von [104, 103]. Abschließend seien noch Beispiele für Arbeiten genannt, deren Augenmerk auf den numerischen Methoden liegt. In [98, 141] werden Turbulenz- und Transitionsmodelle untersucht. Voll-dreidimensionale Effekte in Folge von Strömungsablösung sind Gegenstand von [43]. In [96] erfolgt ein Vergleich einer *large eddy simulation* mit Experimenten zur Ablösung an einer ebenen Platte mit konturierter Gegenwand.

2.2.2.2. Nicht synchrone Schwingungen

Frühe Referenzen im Kontext nicht synchroner Schwingungen von Verdichter-Schaufeln sind [138], die eine Interaktion mit einer Resonanz in einer Zapfluftbohrung behandelt und [7], in der von einer durch Wirbelablösung und Schallwellen erzeugten rotierenden Instabilität berichtet wird. Hier erfolgt eine Kategorisierung strömungsinduzierter Vibrationen, die zunächst nach erzwungenen und selbstinduzierten und darunter nach Flattern, akustischer Resonanz und rotierender Instabilität unterscheidet. In [24] erfolgt ein Studium akustischer Resonanz anhand eines Verdichters. Es werden definierende Eigenschaften zur Abgrenzung des Phänomens beschrieben. Die Arbeit [115] analysiert starke Vibrationen im Stator eines Lüfters. Mittels CFD wird die periodische Oszillation eines Verdichtungsstoßes und ein sich einstellender Grenzyklus nachgewiesen. Spaltströmungen und rotierender Strömungsabriss im Kontext von NSV werden in [130, 131] sowie in [61] untersucht. Die Forschungen in [52, 51] behandeln einen 4-stufigen Hochgeschwindigkeitsverdichter, in dem akustische Resonanz mit einer helikalen Mode auftritt. Thomassin, Vo und Mureithi stellt in [125, 126] die *jet core feedback* Theorie vor, einen Ansatz, Kriterien für das Auftreten von NSV zu definieren. Es erfolgt eine Anwendung für einen Hochdruckverdichter. In der Arbeit [137] wird die Theorie aufgegriffen und auf Testfälle industrieller Mehrreihen-Verdichter angewendet. In den numerischen Berechnungen von [35, 34] zeigt sich die Notwendigkeit Schaufelbewegungen in die Simulation zu integrieren um den gesuchten Kopplungs-Effekt zu erzielen. Eine weitere Forschergruppe untersucht in einer Reihe von Veröffentlichungen [63, 62, 42, 37] einen Verdichter im Hinblick auf NSV Phänomene, den Effekt der Spalthöhe und auftretende Wirbelstrukturen. Ihr CFD Ansatz verwendet voll-gekoppelte Fluid-Struktur-Kopplung und wurde zuletzt auch für ein Vollkranz-Modell angewendet. Ziel der Arbeit [58] ist die Vermeidung von NSV aufgrund eines Spaltwirbels mittels *casing treatments*. Aus derselben Gruppe stammen Arbeiten zum FUTURE Verdichter [57], der in Abschnitt 2.2.3.8 behandelt wird, sowie zu NSV durch rotierende Instabilitäten [21]. Wie eingangs erwähnt, spielten die Arbeiten der Duke University in diesem Projekt eine große Rolle. Diese widmen sich Grundlagentestfällen wie der Zylinderumströmung [122, 120, 119, 19], der Wirbelablösung an einem NACA0012-Profil unter steiler Anstellung [18, 19] oder einem reduzierten Modell auf Basis des Van-der-Pol-Oszillators [29]. Aber auch reale Turbomaschinen-Testfällen werden untersucht [74, 75, 120, 119, 121, 30, 19, 18].

2.2.2.3. Harmonic Balance

Die numerische Simulation von NSV Problemen mittels Frequenzbereichsmethoden ist ein noch junges Forschungsfeld. Beiträge zur Zylinderumströmung finden sich z. B. in [89]. Auch hier ist die Gruppe an der Duke University sehr aktiv, siehe [124, 120, 119, 30, 18, 19]. Eine Anwendung für eine reale Turbine mit Vergleichen zu Messdaten zeigt [46].

2.2.3. Ergebnisse AP 1.2.1 – 1.2.4

In diesem Abschnitt werden die numerischen Untersuchungen zusammengefasst, die Inhalt der Arbeitspakete 1.2.1–1.2.4 sind. Abschnitt 2.2.3.1 gibt einen Überblick über die erarbeitete Strategie und die ausgewählten Testfälle. Im Anschluss wird jeder Testfall detailliert diskutiert.

2.2.3.1. Überblick

Strategie Es war zu untersuchen ob NSV Probleme zielführend simuliert werden können und welche Einstellungen hierfür notwendig sind. Um sich dem Ziel schrittweise zu nähern, kam folgende Strategie zum Einsatz.

1. Rein aerodynamische Simulation eines instationären Strömungsphänomens.
 - Validierung von Frequenzen und Amplituden in beobachteten Größen anhand von Experimenten oder numerischen Referenzdaten.
 - Prüfung, ob eine weitere Instabilität, meist eine Schaufelschwingung, angeregt werden könnte.
2. Simulation unter vorgegebener Schwingung.
 - Prüfung, ob das ursprüngliche Strömungsphänomen beeinflusst wird.
 - Validierung anhand von Experimenten oder numerischen Referenzdaten.
3. Gekoppelte Simulation.
 - Prüfung auf lock-in der Frequenzen.
 - Validierung der Frequenz, der Breite des lock-in Bereichs und der dort auftretenden Amplituden anhand von Experimenten oder numerischen Referenzdaten.
4. Zusätzlich evtl. Test der *Harmonic Balance* Methode.
 - Prüfung, ob das Phänomen wiedergegeben werden kann.
 - Ausloten der benötigten Einstellungen und Grenzen innerhalb derer eine erfolgreiche Simulation möglich ist.

Algorithmische Umsetzung Alle Simulationen wurden mit dem hauseigenen Strömungslöser TRACE durchgeführt. Sofern strukturelle Schwingungen zu berücksichtigen waren, wurden diese mit dem Präprozessor PREP erzeugt. Hierzu wird zunächst eine gegebene Verschiebung auf den Oberflächen der zu bewegenden Objekte vermerkt. In einem Folgeschritt wird eine glatte Deformation des gesamten Rechnernetzes bestimmt. Dieses kann dann während der Simulation entweder entsprechend einer Vorgabe oder durch Interaktion mit der Strömung bewegt werden. Im gekoppelten Fall wird die Bewegung

der Struktur durch ein Masse-Feder-System modelliert, das durch eine gewöhnliche Differentialgleichung zweiter Ordnung beschrieben wird.

$$mx''(t) + kx'(t) + dx(t) = F$$

Hierbei ist x die zeitabhängige *modale Verschiebung*, aus der die eigentliche Deformation als $u(x, t) = x(t)\Psi(x)$ mit einer konstanten, vorgegebenen Mode Ψ hervorgeht. Der Vorfaktor m modelliert die Masse, k die Federsteifigkeit und d die Dämpfung. Die externe Kraft F ist jene, die durch die Strömung hervorgerufen wird. Ohne Dämpfung, also für $d = 0$, bildet das System eine natürliche Schwingung mit der Frequenz $\sqrt{k/m}$ aus.

Testfälle Die Sichtung der Literatur ergab eine Fülle von möglichen Testfällen, an denen Teilaspekte der NSV Thematik untersucht werden konnten. Zur weiteren Eingrenzung wurden vom Projektpartner MTU Aero Engines AG folgende Kriterien genannt.

1. Das Strömungsphänomen ist selbstinduziert.
2. Das Strömungsphänomen verhält sich periodisch.
3. Die Strömung kann als voll turbulent angenommen werden.
4. Das Problem ist relevant für die Aerodynamik eines Verdichters.
5. Insbesondere soll keine Wirbelstraße betrachtet werden.
6. Ebenso sollen keine Tragflächenprofile betrachtet werden.
7. Experimentelle Daten sollen zur Validierung vorhanden sein.
8. Diese sollen qualitativ hochwertig und zeitlich aufgelöst sein.
9. Die Geometrie und zugehörigen Daten müssen rechtlich verwertbar sein.
10. Ein NSV Phänomen ist wünschenswert.

Die Kriterien schränkten die Auswahl eines geeigneten Testfalls stark ein. Insbesondere die freie Verwertbarkeit und die Relevanz für den Triebwerksbau schlossen sich in allen gesichteten Arbeiten aus. Es wurden daher zunächst akademische Testfälle herangezogen. Diese sind meist ausführlich beschrieben und bieten Referenzdaten aus Experimenten oder numerischen Simulationen. Da die betrachteten Geometrien oft einfach und durch wenige Parameter vollständig spezifiziert sind, können sie exakt nachgebildet werden. Wenn auch die Relevanz für die Aerodynamik im Triebwerk nicht gegeben ist, stellen sie eine wertvolle Referenz dar, um grundlegend zu klären, ob der verwendete Strömungslöser für die Klasse, der hier betrachtet gekoppelten Probleme, geeignet ist und welche Einstellungen hierbei zielführend sind. Parallel wurden Fälle realer Turbomaschinen mit verfügbaren

Geometrien betrachtet. Hier war zunächst unklar, ob überhaupt ein NSV Phänomen vorhanden war. Weiterhin lagen keine vollständigen experimentelle Daten vor. Wichtige Kennzahlen konnte jedoch teilweise aus der Literatur gewonnen werden. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über alle betrachteten Testfälle.

	Typ	periodische Strömung	erzwungene Schwingung	gekoppelt	Messdaten
Zylinder	akademisch	x	x	x	x
Kanalresonanz	akademisch	x		x	x
Kavität	akademisch	x		x	x
DCA	akademisch	x			x
T106C	Turbine	x	x	x	
TUD R4	Verdichter	x		x	
FUTURE	Verdichter	x	x	x	x

Tabelle 2.3.: Übersicht der behandelten Testfälle.

2.2.3.2. Wirbelablösung am Zylinder

In diesem Testfall wird die Umströmung eines Zylinders betrachtet, welche zur Ausbildung der bekannten Kármánschen Wirbelstraße führt. Dieses klassische Strömungsphänomen ist umfangreich erforscht, weist aber bereits alle für dieses Projekt wichtigen Merkmale auf. Der Testfall wurde im Rahmen des Projektes in den beiden Masterarbeiten [77, 133] umfangreich untersucht. Im Folgenden werden daher nur die zentralen Resultate zusammengefasst.

Beschreibung des Testfalls Betrachtet wird ein zweidimensionales Gebiet, in dem ein runder starrer Körper vom Durchmesser D umströmt wird. Das Fluid habe eine Geschwindigkeit u_∞ und eine Dichte ρ fernab vom Körper, sowie eine dynamische Viskosität μ . Es handelt sich um einen klassischen und etablierten Testfall, bei dem die Aerodynamik umfangreich erforscht und verstanden wurde [107, 129]. Nach [144] lassen sich verschiedene Bereiche mit jeweils charakteristischen Strömungseigenschaften in Abhängigkeit von der Reynoldszahl

$$\text{Re} = \frac{\rho u_\infty D}{\mu} \quad (2.26)$$

abgrenzen. Bis zu einer Reynoldszahl von ca. 5 bleibt die Strömung angelegt. Danach tritt eine Ablösung an der Rückseite des Zylinders auf, mit zunächst zwei symmetrisch angeordneten, gegenläufigen und stationären Wirbeln. Ab einer Reynoldszahl von ca. 50 werden die Wirbel instabil, es kommt zu einer Symmetriebrechung und alternierenden Ablösung. Hierdurch werden wechselseitig Gebiete niederen Drucks erzeugt, die auf den Körper eine oszillierende Kraft ausüben. Eine fundamentale Erkenntnis ist, dass die zugehörige Frequenz f , die Anströmgeschwindigkeit und der Zylinderdurchmessers mittels einer dimensionslosen Konstante in Relation gesetzt werden können, der Strouhalzahl

$$\text{Sr} = \frac{f D}{u_\infty}. \quad (2.27)$$

Viele Arbeiten der letzten Jahrzehnte widmen sich der Frage ob die Strouhalzahl durch ein universelles Gesetz bestimmt werden kann, vgl. [112, 136]. In [39] wird für den Bereich $47 < \text{Re} < 180$ die Formel $\text{Sr} = 0.2684 - \frac{1.0356}{\sqrt{\text{Re}}}$ angegeben.

Eignung des Testfalls Der Testfall zeigt eine selbstinduzierte periodische Strömungsinstabilität, deren Frequenz mit Ergebnissen aus der Literatur verglichen werden kann. Ebenso kann die auf den Zylinder wirkende Kraft in Form eines Auftriebskoeffizienten verglichen werden. Es liegen Arbeiten vor, in denen die Wirkung einer festgelegten Schwingung auf das Fluid untersucht wird. Ebenso sind Daten für freie Schwingungen, also für eine Kopplung von Fluid und Struktur, verfügbar. Ein Rechengitter kann leicht selbst erstellt werden. Das Strömungsphänomen ist inhärent zweidimensional und daher

mit geringem Rechenaufwand verbunden. Schließlich bleibt die Wirbelablösung bis zu einer Reynoldszahl von ca. 200 laminar, so dass auf ein Turbulenzmodell in der numerischen Berechnung verzichtet werden kann. In neueren Arbeiten wird das Problem auch als Basis-Testfall für die *Harmonic Balance* Methode verwendet [122, 120].

Ein kritischer Punkt ist die niedrige Strömungsgeschwindigkeit. Es ist bekannt, dass bei Verfahren für kompressible Probleme das zugrundeliegende Gleichungssystem aufgrund der hohen Diskrepanz der konvektiven und akustischen Ausbreitungsgeschwindigkeiten schlecht konditioniert ist. Daher kann es zu langsamer Konvergenz und evtl. unzureichender Genauigkeit kommen.

Numerische Umsetzung des Testfalls Aufgrund der Relationen (2.26) und (2.27) ist bei einer gegebenen Reynoldszahl der tatsächlich betrachtete Durchmesser frei wählbar. Insbesondere kann durch eine Verkleinerung implizit die Anströmgeschwindigkeit erhöht und somit das erwähnte Problem der schlechten Kondition umgangen werden. In [136] beträgt der Durchmesser des kleinsten untersuchten Zylinders $5.1 \cdot 10^{-4}$ m. Bei einer Reynoldszahl von 100 beträgt die zugehörige Geschwindigkeit ca. $2.87 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Für diese Werte konnte keine erfolgreiche Simulation durchgeführt werden. Möglich hingegen erwies sich eine Größe von $1 \cdot 10^{-4}$ m und eine zugehörige Geschwindigkeit von $14.64 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Insgesamt wurden Größen bis zu $2 \cdot 10^{-5}$ m verwendet. Die Vernetzung erfolgte mit dem hauseigenen Werkzeug *PyMesh*. Typischerweise wurden 200 Zellen entlang des Umfangs und 256 Zellen in Normalenrichtung von der Zylinderoberfläche verwendet. Da Experimente zeigen, dass in der dritten Raumrichtung keine relevanten Effekte zu erwarten sind, kam hier nur eine Zelle zum Einsatz. Die Außenflächen in dieser Richtung wurden als reibungsfreie Wände oder periodische Ränder modelliert. Die erste Zellgröße an der Zylinderwand in Normalenrichtung wurde so gewählt, dass die dimensionslose Kenngröße für den Wandabstand y^+ stets kleiner als 1 war. Nach außen hin erfolgte eine zunächst moderate, zum Rand, bei $200 D$, hin starke Aufweitung. Hierdurch soll am Rand eine starke numerische Dämpfung der Wirbel erreicht werden, um dort mittels einfacher Fernfeldrandbedingungen die Einströmgeschwindigkeit samt Winkel und ISA Bedingungen vorschreiben zu können. Des Weiteren erfolgt eine Verdichtung des Netzes in der Region der zu erwartenden Wirbelstraße. Abbildung 2.83 zeigt das Rechnernetz. Alle Details zu den Einstellungen von *TRACE* sind in Anhang A.2 aufgeführt. In [133] wird das finale numerische Modell durch zahlreiche Studien verifiziert.

Ergebnisse der rein aerodynamische Simulation Es wurden mehrere Simulationen in einem Bereich von $60 < Re < 200$ durchgeführt. Exemplarisch ist in Abb. 2.84 die Wirbelstraße aus einer Simulation gezeigt. An numerischen Messpunkten (engl. *probes*) im Nachlauf des Zylinders wurden Zeitreihen der vertikalen Geschwindigkeit geschrieben um

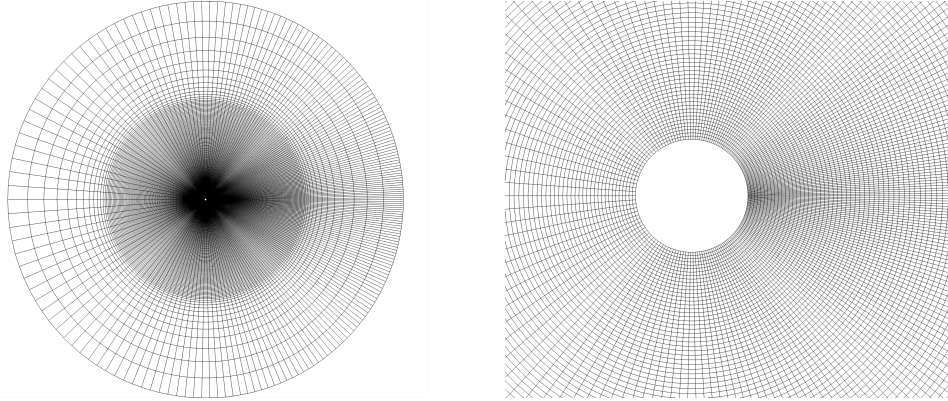


Abbildung 2.83.: Gesamtes Rechengitter und Ausschnitt in der Nähe des Zylinders.

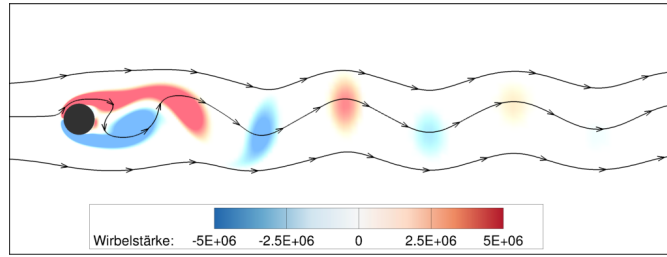


Abbildung 2.84.: Wirbelstraße am Zylinder, dargestellt durch Stromlinien und farbiger Wirbelstärke.

daraus die Frequenz der Wirbelablösung zu berechnen. Ferner wurde der Auftriebsbeiwert

$$c_L = \frac{F_y}{\frac{1}{2}\rho u_\infty D} \quad (2.28)$$

errechnet, wobei F_y die in vertikaler Richtung wirkende Kraft ist, die von TRACE zur Laufzeit ausgegeben wird. Ebenso wie die vertikale Geschwindigkeit schwankt der Wert periodisch. Um eine Kenngröße für die Amplitude der Störung abzuleiten, wurde das quadratische Mittel $c_{L,RMS}$ (engl. *root mean square*, Abk. RMS) über die Zeitreihe gebildet. Zur Validierung der erhaltenen Frequenzen und Amplituden wurden die experimentellen Ergebnisse aus [136] und [97] herangezogen. Abbildung 2.85 zeigt für beide Kriterien eine sehr gute Übereinstimmung. Die Resultate aus [77], die ebenfalls in Abb. 2.85 eingetragen sind, wiesen bzgl. der erhaltenen Frequenzen noch eine Diskrepanz zu den experimentellen Daten auf, die in [133] behoben werden konnte. Ursächlich hierfür war die eingangs erwähnte schlechte numerische Kondition des zugrundeliegenden Gleichungssystems. Dieser konnte einerseits durch eine weitere Verkleinerung des Zylinders und damit einhergehender Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit begegnet werden. Andererseits

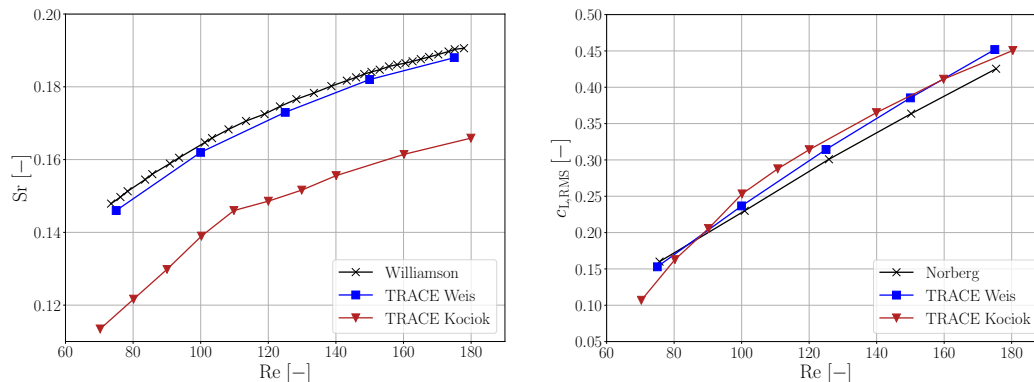


Abbildung 2.85.: Strouhalzahlen aus [136] und quadratische Mittel der Auftriebsbeiwerte aus [97] in Abhängigkeit der Reynoldszahl, im Vergleich mit Ergebnissen von TRACE aus [133] und [77].

war für weiterhin kleine Durchmesser die Verwendung von Gleitkommaarithmetik in doppelter Genauigkeit (engl. *double precision*) sowie ein vorgeschriebener Zielwert von $1 \cdot 10^{-9}$ für das Residuum bei der Errechnung des nächsten Zeitschrittes zielführend.

Ergebnisse unter vorgegebener Schwingung Es wurde untersucht in welcher Form sich eine vorgeschriebene transversale Schwingung des Zylinders auf die Strömung auswirkt. Hierzu wurde durchgehend eine Reynoldszahl von 100 angesetzt. Mittels PREP wurde für den Zylinderrand ein vertikales Verschiebungsfeld erzeugt. Weiterhin wurden verschiedene Frequenzen f in der Nähe der zuvor untersuchten natürlichen Ablösefrequenz f_0 sowie verschiedene Amplituden h für die Bewegung des Zylinders vorgeschrieben. Über die bereits zuvor verwendeten Messpunkte konnte erneut die Ablösefrequenz der Strömung bestimmt werden. Stimmte diese mit der vorgeschriebenen Frequenz der Zylinderbewegung überein, wurde dies als lock-in eingestuft. Eine solche Bestimmung ist nicht immer eindeutig möglich, da die Grenzen nicht scharf sind. In einem gewissen Übergangsbereich kann es zu einer Schwebung durch Überlagerung von natürlicher und erzwungener Frequenz kommen, siehe hierzu [77].

Zur Validierung konnte erneut auf experimentelle Daten [78] zugegriffen werden. Der Vergleich ist in Abb. 2.86 gezeigt. In der Ebene, die durch die Variationen von Frequenz und Amplitude aufgespannt wird, ist der Bereich, in dem lock-in auftritt, durch die charakteristische V-Form klar zu erkennen. Für eine relative Auslenkung von 10 %, d. h. $h/D = 0.1$, konnte TRACE diesen nahezu exakt wiedergeben. Bei einer Auslenkung von 20 % trat eine Überschätzung für niedrige Frequenzen auf, während die Grenze für höhere Frequenzen erneut präzise eingehalten wurde. Bemerkenswerter Weise wurden ähnlich Diskrepanzen auch in [120] beobachtet.

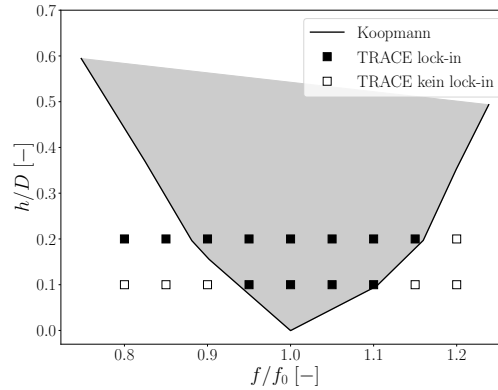


Abbildung 2.86.: Im Experiment [78] und von TRACE ermittelte Kombinationen aus Frequenz und Amplitude, an denen ein lock-in Effekt auftritt.

Ergebnisse der gekoppelten Rechnungen Es wurde untersucht inwiefern die Wirbelablösung am Zylinder mit der zuvor betrachteten vertikalen Bewegung wechselseitig interagiert. Hierzu wurde erneut ein ganzer Bereich von Reynoldszahlen zwischen 60 und 200 betrachtet. Für die Parameter der Bewegungsgleichung, siehe Abschnitt 2.2.3.1, wurde die Dämpfung vernachlässigt, also $d = 0$ gesetzt. Die modale Masse konnte aus einer Angabe in [118] abgeleitet werden. In dieser Arbeit wird das gekoppelte Problem ebenfalls mittels CFD gelöst. Alternativ stand auch die experimentelle Arbeit [2] zur Verfügung. Hier blieben die benötigten Parameter jedoch unklar. Schließlich wurde die Steifigkeit so gewählt, dass die natürliche Schwingungsfrequenz der natürlichen Ablösefrequenz des fixierten Zylinders bei $Re = 100$ entsprach.

Abbildung 2.87 zeigt den Vergleich der Ergebnisse aus [77] mit Daten aus [118]. Wie oben erläutert, wiesen die Frequenzen von Kociok [77] eine Diskrepanz zu experimentellen Daten auf. Um diese zum Zweck einer besseren Vergleichbarkeit zu kompensieren, wurden die Werte von Shiels, Leonard und Roshko so skaliert, dass die vorhergesagten Frequenzen für $Re = 100$ übereinstimmen. Im Hinblick auf die späteren Resultate von Weis [133] ist so weiterhin eine aussagekräftige Beurteilung möglich. Auffällig ist zunächst der lock-in Bereich, der sich als ein Plateau von nahezu konstanter Frequenz über ein weiteres Intervall von Reynoldszahlen zeigt. Im Vergleich zum linearen Verlauf bei den rein aerodynamischen Rechnungen springt die Wirbelablösefrequenz bereits frühzeitig auf ein erhöhtes Niveau. In der Tat passiert dies in den TRACE-Rechnungen früher als in den Referenzdaten. Das Plateau kreuzt den linearen Verlauf bei $Re = 100$, wo natürliche Schwingungsfrequenz und Ablösefrequenz übereinstimmen, und setzt sich auf der anderen Seite fort. Hier zeigt sich, dass die Frequenz der TRACE-Rechnungen früher auf den linearen Verlauf zurückspringen als die Referenzdaten. Der lock-in Bereich ist zudem gekennzeichnet durch einen massiven Anstieg der Auslenkungsamplitude um mehrere Größenordnungen. Hier zeigt sich eine bemerkenswert gute Übereinstimmung mit den

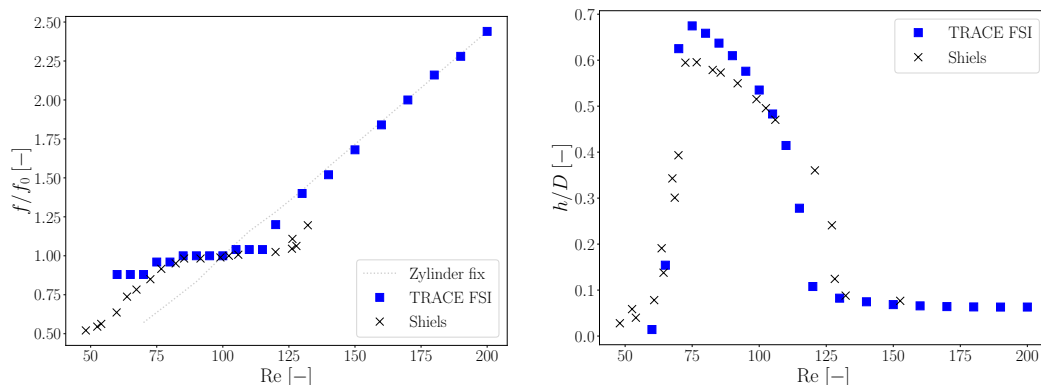


Abbildung 2.87.: Von TRACE berechnete Wirbelablösefrequenzen und normalisierte vertikale Auslenkungen in Abhängigkeit von der Reynoldszahl, im Vergleich zu skalierten Daten aus [118].

experimentellen Daten. Der frühere Abfall bei TRACE spiegelt das früherer Verlassen des Frequenzplateaus wieder.

Experimente mit Harmonic Balance Die Analyse des *Harmonic Balance* Verfahrens in TRACE ist Gegenstand der Masterarbeit [133]. Wie bereits in der Literatur [122] vorgefunden wurde der Zylinder als Basistestfall untersucht. Das *Harmonic Balance* Verfahren wurde bislang für die Simulation von Strömungen in Turbomaschinen eingesetzt, wo die auftretenden Frequenzen aufgrund der Drehzahl und der Schaufelzahlen a priori bekannt sind. Selbstinduzierte Schwingungen stellen insofern eine neue Klasse von Problemen dar. Zwar kann, wie hier im Falle des Zylinders mit empirischen Modellen, eine Schätzung der Frequenz erfolgen, die tatsächliche kann jedoch davon abweichen. Da die Frequenz der wichtigste Eingabeparameter der Methode ist, ist zunächst unklar, ob eine Simulation erfolgreich laufen und sinnvolle Ergebnisse hervorbringen kann.

Die Untersuchungen wurden für eine Reynoldszahl von 100 auf Grundlage der bereits vorgestellten Konfiguration durchgeführt. Als Ausgangswert für die Frequenz wurden die Werte aus den vorangehenden Abschnitten verwendet und insgesamt 3 Harmonische angesetzt. Das *Harmonic Balance* Verfahren in TRACE basiert auf einem alternierenden Frequenz- und Zeitbereichsbereichsansatz. Um Aliaseffekte bei der Rekonstruktion der Lösung zu verhindern, werden gemäß der Orszag-Regel [101] 5 Abtastpunkte für die höchste Harmonische verwendet. Die Simulation wurde ausgehend von einer konvergierten stationären Lösung gestartet. Nach etwa 10 000 Schritten wurde ein stabiles Niveau der Residuen erreicht. Um einen Eindruck von dem Resultat zu gewinnen, ist in Abb. 2.88 ein Vergleich mit dem Zeitbereichsverfahren gezeigt. Hierzu wurde aus den ausgegebenen Fourier-Daten eine Serie von instantanen Zuständen der Strömungslösung über einem vorgegebenen Zeitintervall rekonstruiert. An jedem Zeitpunkt wurde der Auftriebsbeiwert

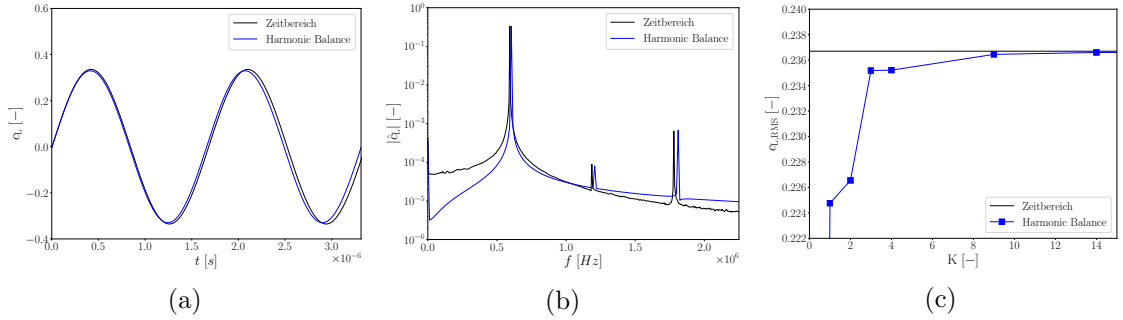


Abbildung 2.88.: (a) Zeitsignal und (b) Spektrum des Auftriebsbeiwerts für das Zeitbereichsverfahren und die Rekonstruktion aus dem *Harmonic Balance* Verfahren. (c) Einfluss der Anzahl der Harmonischen auf das quadratische Mittel des Auftriebsbeiwerts.

berechnet, so dass dessen Zeitsignal mit dem der Zeitbereichsbereichsrechnung verglichen werden konnte. Abbildung 2.88 zeigt einen nahezu deckungsgleichen Verlauf. Im ebenfalls gezeigten Spektrum der Signale ist für die dominante erste Harmonische ein nur geringer Versatz bzgl. Frequenz und Amplitude zu erkennen. Die gute Übereinstimmung zeigt zum einen, dass die angesetzte Frequenz in der Nähe der wahren lag und, dass bereits wenige Harmonische ausreichend waren, um das Strömungsphänomen zu erfassen.

Der Einfluss der beiden Eingabeparameter, Grundfrequenz und Anzahl der Harmonischen, wurde in [133] umfassend untersucht. Aussagen hierzu sind zunächst spezifisch für die jeweiligen Testfälle. Für die Anzahl der benötigten Harmonischen ist relevant, wie gut der zeitliche Verlauf der Strömungsvariablen an jedem Punkt durch eine Überlagerung von trigonometrischen Funktionen angenähert werden kann. Abbildung 2.88 zeigt, dass dies im Falle der Wirbelablösung offenbar sehr gut möglich ist. Im Spektrum in Abbildung 2.88(b) ist bereits zu erkennen, dass die Amplitude des ersten Fourier-Koeffizienten die restlichen um mehrere Größenordnungen überragt. Passend dazu zeigt Abb. 2.88(c), dass bereits mit nur einer Harmonischen der Auftriebsbeiwert auf ca. 95 %, bezogen auf den Wert der Zeitbereichsbereichsrechnung, angenähert werden kann. Die Hinzunahme der zweiten Harmonischen liefert einen geringen Zugewinn während mit der dritten die Approximationsgüte bereits über 99 % beträgt. In [133] wird ausgeführt, dass weitere Harmonische vor allem die Lösungsqualität im Nachlauf des Zylinders beeinflussen, von dort jedoch kein Einfluss auf den Auftriebsbeiwert ausgeht.

Die Auswirkung von Abweichungen in der Fundamentalfrequenz sind weniger klar zu fassen. Zwar lässt sich für eine gegebenen Lösung der Fehler in den Fourier-Koeffizienten für eine Störung der Frequenz quantifizieren, es ist jedoch unklar, ob das iterative Verfahren, das für den *Harmonic Balance* Ansatz verwendet wird, überhaupt die korrespondierend gestörte Lösung ermitteln kann. Um dies zu untersuchen wurde eine Serie von Simulationen mit unterschiedlichen Frequenzen durchgeführt. Abbildung 2.89 zeigt

die ermittelten finalen Residuen und quadratische Mittel des Auftriebsbeiwertes. In den

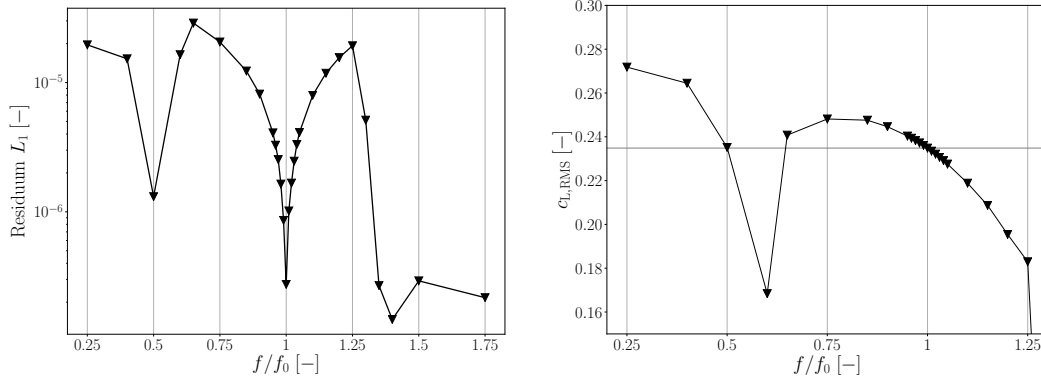


Abbildung 2.89.: Finale L_1 -Residuen und quadratische Mittel des Auftriebsbeiwertes für verschiedene Grundfrequenzen in der *Harmonic Balance* Simulation.

Residuen ist ein trichterförmiger Verlauf in einem Bereich von $\pm 25\%$ um die tatsächliche Wirbelablösefrequenz f_0 zu erkennen. Dies reproduziert ein Resultat aus [122]. In der Tat finden sich in diesem Intervall qualitativ korrekte Resultate. Bei einer weiteren Erhöhung stellt sich hingegen eine stationäre Lösung ein. Dies ist in Abb. 2.89 zum einen durch einen Abfall des Auftriebsbeiwertes zu erkennen, der für eine stationäre, symmetrische Strömung zu Null wird. Zum anderen fällt das Residuum auf das Niveau der Maschinengenauigkeit, da eine stationäre Lösung für das *Harmonic Balance* Verfahren ein valides Resultat darstellt. Aus Anwendersicht ist dies jedoch fatal, da die Lösung unphysikalisch ist. Für eine Abweichung in Richtung kleinerer Frequenzen lässt sich eine derart scharfe Grenze hingegen nicht feststellen. Die Residuen wachsen bis zu einer Frequenz von $0,6f_0$ an. Der Auftriebsbeiwert, der zuvor ansteigt, fällt hier stark ab. Im Folgenden fallen die Residuen aber wieder und es lässt sich erneut ein trichterförmiger Verlauf erkennen, diesmal um $0,5f_0$. An dieser Stelle liegt der Auftriebsbeiwert nahezu auf demselben Wert wie bei f_0 . Dies ist dadurch zu erklären, dass bei $0,5f_0$ die zweite Harmonische exakt die natürliche Wirbelablösefrequenz trifft und es so zu einer ähnlich guten Lösung kommen kann. Festzuhalten bleibt, dass in einem Bereich von $\pm 25\%$ um f_0 eine qualitativ sinnvolle Lösung erlangt wird. In diesem Intervall weicht der Auftriebsbeiwert für höhere Frequenzen bis zu $22,1\%$ und für geringere Frequenzen bis zu $5,7\%$ ab.

Für ein reales Szenario, in dem die tatsächlich Frequenz unbekannt ist, zeigen die vorangehenden Resultate, dass eine grobe Schätzung zunächst ausreichend ist, um eine physikalischen Lösung zu erreichen. Es ist sodann wünschenswert den eingehandelten Fehler abschätzen und verringern zu können. Hierzu wurde in [73] ein Verfahren vorgestellt, das in [133] auch an TRACE erprobt wurde. Es basiert auf der Beobachtung der Phase einer komplexen Größe des *Harmonic Balance* Verfahrens. Zur Transformation in den Frequenzbereich wird die komplexen Fourier-Transformation verwendet, in der

die Frequenz vorgegeben, die Phase hingegen nicht eindeutig festgelegt ist. Weicht die Frequenz gering von der tatsächlichen ab, wird durch eine Verschiebung der Phase die bestmögliche Approximation erzielt. Sobald die Simulation ein stabiles Niveau erreicht hat, geschieht dies in jeder Iteration, mit jeweils demselben Betrag. Abbildung 2.90(a) zeigt exemplarisch die Phase der ersten Harmonischen der Dichte an einem Messpunkt. Es

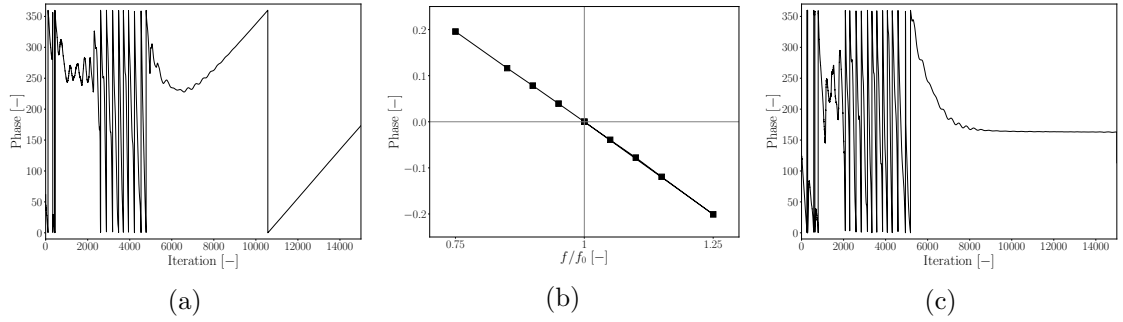


Abbildung 2.90.: Phasenverlauf der ersten Harmonischen der Dichte an einem Messpunkt für (a) eine abweichende Grundfrequenz und (c) die optimierte Frequenz. (b) Änderung der Phase in Abhängigkeit der Abweichung in der Frequenz.

ist zu erkennen, dass ab einem gewissen Zeitschritt eine konstante Änderung der Phase pro Iterationsschritt eintritt. Die Beobachtung von Kielb u. a. [73] ist, dass sich dieser Werte in etwa linear zur Abweichung von der natürlichen Frequenz verhält, vgl. Abb. 2.90(b). Unter dieser Annahme kann nach zwei Simulationen mit unterschiedlichen Frequenzen der theoretische Nulldurchgang mittels linearer Inter- bzw. Extrapolation bestimmt werden. Abbildung 2.90(c) zeigt für eine Simulation mit der so gewonnenen optimierten Frequenz erneut den Phasenverlauf, der sich nach Erreichen der Konvergenz nicht mehr verändert.

In [133] wurde die Suchstrategie für eine Serie von Simulation zu unterschiedlichen Reynoldszahlen angewendet. Für die so optimierten Grundfrequenzen zeigt Abb. 2.91 eine perfekte Übereinstimmung mit Werten aus dem Zeitbereichsverfahren. Zur Quantifizierung sind in Tabelle 2.4 die Werte für $Re = 100$ gezeigt.

	Experimente [136, 97]	Zeitbereich	<i>Harmonic Balance</i>
$c_{L,RMS}$	0.23	0.237	0.235
Sr	0.1647	0.1618	0.1624

Tabelle 2.4.: Strouhalzahl und quadratisches Mittel des Auftriebsbeiwertes für eine *Harmonic Balance* Simulation bei $Re = 100$ mit optimierter Frequenz, im Vergleich zu Experimenten und Resultaten aus dem Zeitbereich.

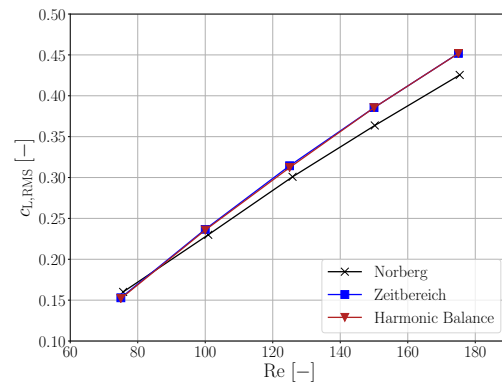


Abbildung 2.91.: Quadratische Mittel der Auftriebsbeiwerte aus [97] in Abhängigkeit der Reynoldszahl, im Vergleich zu TRACE im Zeitbereichsverfahren und *Harmonic Balance*.

Fazit Der klassische Testfall eines sich quer zur Strömung bewegenden zylindrischen Körpers ist einfach zu realisieren und weist bereits alle für dieses Teilprojekt relevanten Charakteristika auf. Die Vorhersagequalität von TRACE ist durchgehend gut. Darüber hinaus handelt es sich um einen idealen Testfall zur Analyse der *Harmonic Balance* Methode. Die eingehenden Untersuchungen in [133] zeigen den Einfluss der relevantesten Eingabeparameter sowie die Anwendbarkeit einer Strategie zur Ermittlung der optimalen Grundfrequenz. Beides ist bereits als Richtlinie für Anwender von TRACE genutzt worden. Weitergehende Analysen hinsichtlich einer Verbesserung von Robustheit und Geschwindigkeit sind Gegenstand aktueller und zukünftiger Forschung.

2.2.3.3. Akustische Resonanz durch Wirbelablösung

In diesem Testfall wird die Umströmung einer ebenen Platte in einem Windkanal untersucht, wobei es zu einer akustischen Resonanz kommt. Umfangreiche Untersuchungen wurden im Rahmen der Masterarbeit [77] in diesem Projekt durchgeführt.

Beschreibung des Testfalls Das untersuchte Phänomen geht auf experimentelle und theoretische Arbeiten von Parker [106, 105] zurück. Im Allgemeinen begründen akustische Phänomene durch Strömungen ein eigenes Forschungsfeld, das bereits grundlegend bearbeitet wurde und weiterhin Beachtung findet, siehe im hiesigen Zusammenhang z. B. [31, 3] und gegenwärtig [59]. Für die numerischen Experimente wurde der Versuchsaufbau aus [134] herangezogen. In einem durch harte Wände begrenzten Windkanal von 2.56 m Länge und 0.244 m Seitenlänge bei einem quadratischen Querschnitt wurde mittig eine starre, ebene Platte mit halbkreisförmiger Vorder- und Hinterkante ohne Anstellung installiert. Die Platte war 12 mm dick und ihre Länge entsprach dem 16-fachen der Dicke. Bei Anströmgeschwindigkeiten zwischen 25 und $37 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, was bezogen auf die Plattendicke Reynoldszahlen zwischen 22 500 und 32 000 entspricht, trat, ähnlich wie bei der Umströmung eines Zylinders, vgl. Abschnitt 2.2.3.2, eine alternierende Ablösung von Wirbeln an der Hinterkante auf. In einem Bereich von Geschwindigkeiten zwischen 26 und $36.2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ stieg die gemessene Wirbelablösefrequenz jedoch nicht mit der Strömungsgeschwindigkeit an, sondern befand sich konstant auf einem Wert nahe 530 Hz. Zudem wurde ein Schalldruck von bis zu 158 dB gemessen. Ursächlich ist die Anregung einer akustischen Mode des Windkanals, die von Parker als β -Mode bezeichnet wird. Es handelt sich um eine stehende Welle, die zentral oberhalb und unterhalb der Platte mit gegengleicher Phasenlage auftritt.

Eignung des Testfalls Der Testfall zeigt eine selbstinduzierte, periodische Strömungsinstabilität, deren Frequenz und Intensität, im Sinne des Schalldrucks, aus Experimenten bekannt ist. Zudem findet eine Interaktion statt, die ein lock-in Phänomen hervorruft. Besonders an diesem Testfall ist, dass die Interaktion nicht mit einer aeroelastischen, sondern einer aeroakustischen Komponente erfolgt. Da akustische Wellen inhärent in einer Strömungssimulation erfasst werden, ist eine numerische Berechnung von vorn herein voll-gekoppelt. Insofern kann keine schrittweise Bearbeitung, wie in Abschnitt 2.2.3.1 skizziert, erfolgen. Schließlich ist die Geometrie des Testfalls präzise beschrieben, so dass ein Rechennetz selbst erstellt werden kann.

Für Turbomaschinen sind akustische Fragestellungen generell relevant. Zum einen aufgrund der Lärmabstrahlung, aber auch aufgrund von Effekten innerhalb der Maschine. In [50] findet sich ein direkter Bezug zu dem hier betrachteten Testfall.

Numerische Umsetzung des Testfalls Die Vernetzung erfolgte mit dem hauseigenen Werkzeug PyMesh gemäß den geometrischen Angaben in [134]. Da die Theorie der

akustischen Kanalmoden auf einer zweidimensionalen Betrachtungsweise beruht und Experimente belegen, dass Effekte in spannweitischer Richtung vernachlässigt werden können, wurde neben dem vollen, dreidimensionalen Kanal mit Wänden auch eine *quasi-3D* (q3D) Variante erstellt, bei der in spannweitischer Richtung nur eine Zelle und periodische Randbedingungen verwendet werden, siehe Abb. 2.92. In Umfangsrichtung um

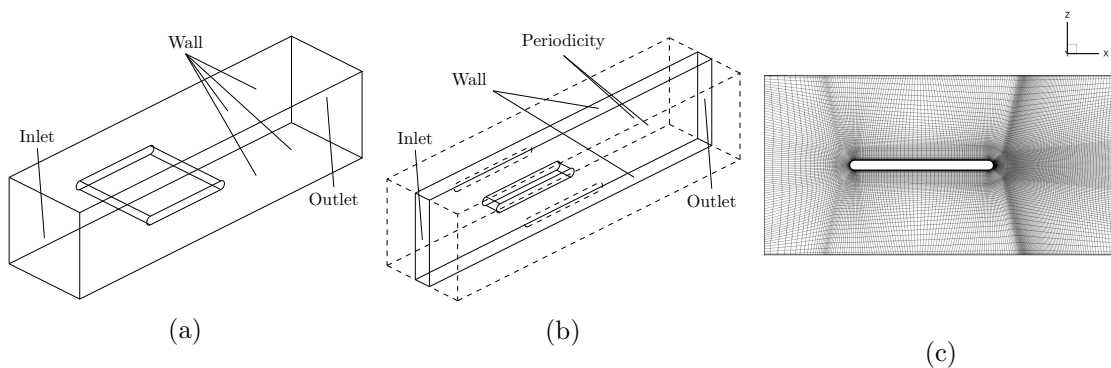


Abbildung 2.92.: Skizze des Rechengebietes für die (a) 3D- und (b) q3D-Variante und (c) Vernetzung in der Nähe der Platte.

die Platte wurden 57 Zellen verwendet, mit einer Verdichtung an der Hinterkante. Die erste Zellgröße an der Platte und der Kanalwand in Normalenrichtung wurde so gewählt, dass die dimensionslose Kenngröße für den Wandabstand y^+ stets kleiner als 1 war. Insgesamt wurden 2 598 576 Zellen für die 3D-Variante und 60 432 für die q3D-Variante verwendet. Alle Details zu den Einstellungen von TRACE sind in Anhang A.3 aufgeführt.

Ergebnisse der Simulation Die Simulation des Testfalls war erfolgreich. Insbesondere konnte die Wirbelablösung und die hierdurch induzierte akustische Resonanz nachvollzogen werden. Abbildung 2.93(a) zeigt die an der Hinterkante entstehenden Wirbel in der 3D-Konfiguration. Zu erkennen ist der Einfluss der Kanalwand. In der q3D-Konfiguration sind die Wirbelrollen glatt und gleichförmig in y -Richtung. Abbildung 2.93(b) zeigt die instantane Differenz im Druckfeld gegenüber der zeit-gemittelten Lösung. Liegt kein lock-in vor, lassen sich die abgehenden Wirbel und die von ihnen ausgesendeten Druckstörungen erkennen. Im Fall eines lock-in ist darüber hinaus klar die stehende Welle im Kanal und die wesentlich höhere Druckdifferenz zu erkennen.

Der Mechanismus, der der akustischen Kopplung zu Grunde liegt, wurde oft diskutiert und ist weiterhin Gegenstand der Forschung. Für die hier vorliegenden geometrischen Verhältnisse wird die Beeinflussung der Ablösung an der Vorderkante durch die akustischen Wellen verantwortlich gemacht. Um dies nachvollziehen zu können, erfolgte eine zusätzliche Untersuchung mit einem modifizierten Rechengebiet ohne Kanalwände. In Abb. 2.94(a) ist die Vernetzung gezeigt. Sie entspricht der ursprünglichen, mit einem hinzugefügten

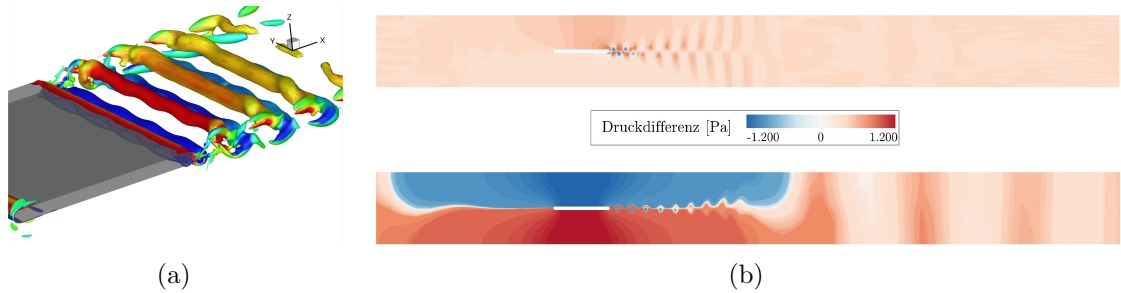


Abbildung 2.93.: (a) Wirbel an der Hinterkante, visualisiert durch Isoflächen des λ_2 -Kriteriums und eingefärbt nach Wirbelstärke. (b) Druckdifferenz gegenüber der zeit-gemittelten Lösung im lock-in Fall (unten) und ohne lock-in (oben).

äußeren Ring anstelle der Kanalwände, an dessen äußerem Rand Fernfeld-Bedingungen vorgegeben wurden. So war es möglich ein von den Wänden unbeeinflusstes Ergebnis zum Vergleich zu erhalten. Abbildung 2.94(b) zeigt die Wirbelstraße und die ausgesendeten Druckstörungen für einen Strömungszustand, der im Kanal zu einem lock-in führen würde. Für die Simulationen mit und ohne Kanalwände wurde die Grenzschichtdicke

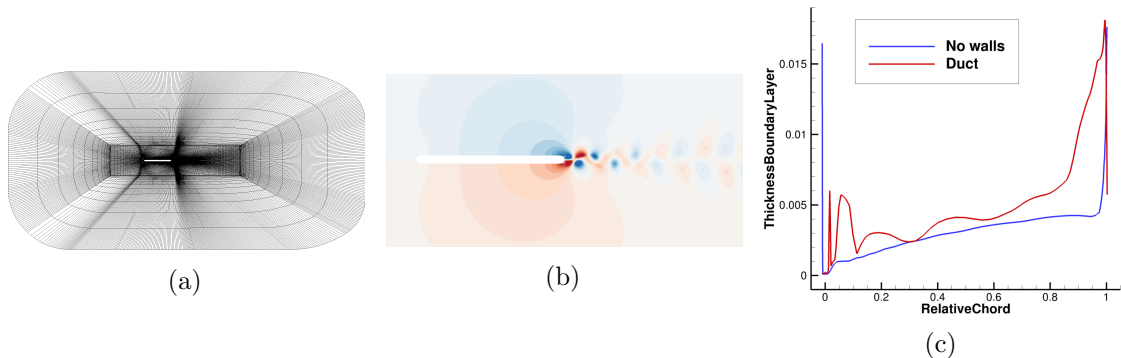


Abbildung 2.94.: (a) Vernetzung des Rechengebietes ohne Kanalwände. (b) Druckdifferenz gegenüber der zeit-gemittelten Lösung. (c) Vergleich der Grenzschichtdicke auf der Oberseite der Platte für Simulationen mit und ohne Kanalwände.

auf der Oberseite der Platte ausgewertet. In Abb. 2.94(c) ist der Effekt der stehenden Welle im Kanal klar zu erkennen. An der Vorderkante tritt eine Ablösung auf und die entstehenden Wirbel werden in der Folge über die Platte transportiert. Treffen Sie an der Hinterkante ein, begünstigen sie dort die Wirbelablösung, die ihrerseits mit der entstehenden Druckwelle die akustische Resonanz aufrecht erhalten.

Um die Ergebnisse auch quantitativ bewerten zu können wurden die experimentellen Daten aus [134] herangezogen. Eine Reihe von Simulationen wurde durchgeführt um einen entsprechenden Bereich der Anströmgeschwindigkeit abzubilden. Diese wurde stromauf der Platte an einem Messpunkt aufgenommen. Die Frequenz der Wirbelablösung wurde anhand der vertikalen Geschwindigkeitskomponenten an einem Messpunkt in der Wirbelstraße bestimmt. In Abb. 2.95 ist das charakteristische Frequenz-Plateau klar zu erkennen. Davor und dahinter, sowie auf dem Plateau, wird die Frequenz aus den Ergebnissen exakt wiedergegeben. Der Beginn des lock-in Bereichs wird bemerkenswert scharf erfasst. Abweichungen zeigen sich hingegen am Ende. Hier verlässt die Frequenz das Plateau vorzeitig, so dass die Breite insgesamt zu klein ausfällt. Mit Augenmerk

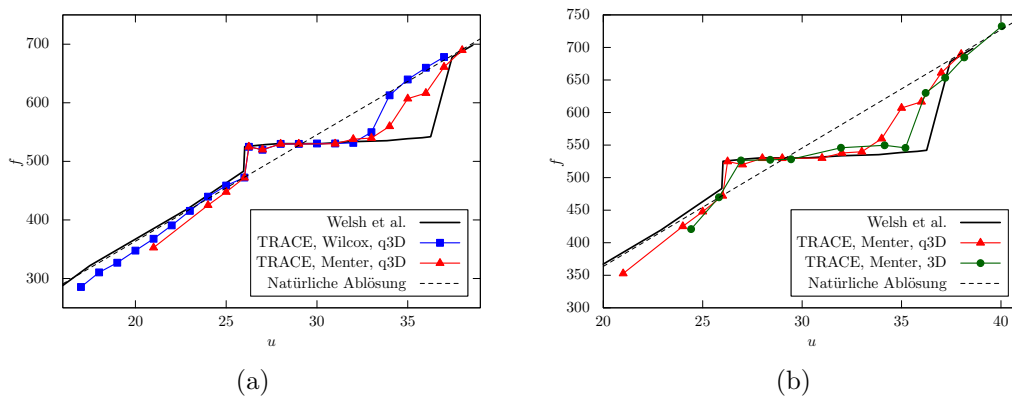


Abbildung 2.95.: Vergleich der ermittelten Wirbelablösefrequenz durch TRACE mit Messdaten aus [134]. (a) Vergleich des Wilcox $k-\omega$ mit dem Menter SST Modell für das q3D-Modell. (b) Vergleich von q3D- und 3D-Modell.

auf diese Diskrepanz wurden die Einstellungen von TRACE variiert. Ein signifikanter Unterschied zeigte sich zum einen zwischen verschiedenen Turbulenzmodellen und zum anderen zwischen dem q3D und 3D-Modell. In Abb. 2.95(a) werden Turbulenzmodelle für den q3D-Fall verglichen. Bei Verwendung des Wilcox $k-\omega$ Modells zeigt sich ein zu frühes, aber definiertes Ende des lock-in, an dem die Frequenz auf einen Wert der natürlichen Ablösung springt. Im Falle des Menter SST Modells scheint der Bereich leicht vergrößert, das Ansteigen der Frequenz verläuft jedoch graduell. In Abb. 2.95(b) wird diese Simulation mit einer des 3D-Modells, ebenfalls unter Verwendung des Menter SST Modells, verglichen. Hier zeigt sich eine deutliche Verbesserung hinsichtlich der Breite des lock-in Bereichs. Das Ende wird jedoch weiterhin zu früh vorhergesagt. Die Frequenz springt deutlicher in Richtung der natürlichen Frequenz, erreicht diese jedoch weiterhin erst nach einem gewissen Übergangsbereich.

Der vorzeitige Abbruch des lock-in Regime trat bereits zuvor im Falle des Zylinders, vgl. Abschnitt 2.2.3.2, auf und wurde hier detaillierter untersucht. Ausgangspunkt waren

die Simulationen der 3D-Konfiguration unter Verwendung des Menter SST Modells. In Abb. 2.96 ist der kritische Bereich der Strömungsgeschwindigkeiten dargestellt. Für jede Simulation wurde das Frequenzspektrum hinsichtlich der Frequenz mit der höchsten und der zweithöchsten Amplitude ausgewertet. Zwischen 35.27 und $35.67 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ kreuzen sich

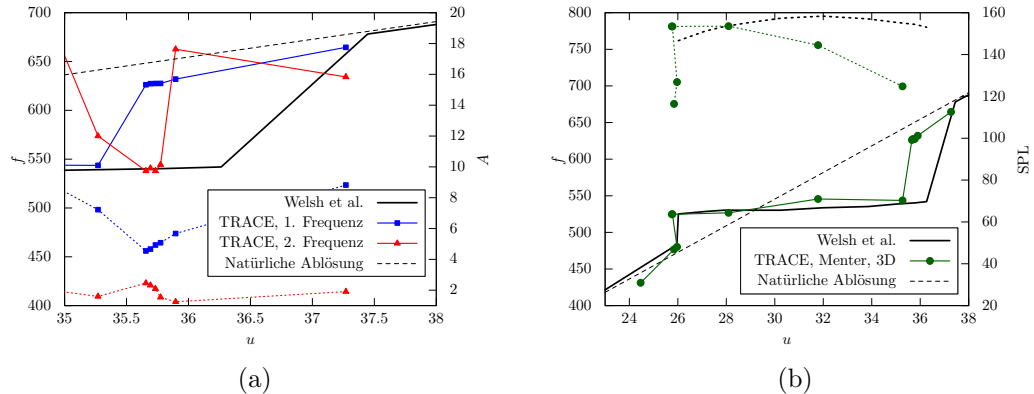


Abbildung 2.96.: (a) Verlauf von Frequenz (durchgezogene Linien) und Amplitude (gestrichelte Linien) für die zwei dominierenden Frequenzen in den Ergebnissen von TRACE. (a) Vergleich der ermittelten Wirbelablösefrequenz und des Schalldrucks in den Ergebnissen von TRACE mit Messdaten aus [134].

die Verläufe der Frequenzen. War zuvor die lock-in Frequenz dominant ist sie hiernach weiterhin vorhanden, wird aber von der natürlichen Frequenz übertroffen. Folglich muss eine Schwebung in dem System vorliegen, welche auch das unscharfe Ende des lock-in Bereichs erklären könnte.

Ein quantitativer Vergleich hinsichtlich der ermittelten Amplitude der Störung ist schwierig, da hierzu nur der Schalldruck herangezogen werden kann. Dieser wurde jedoch an einer anderen Position als in den numerischen Berechnungen aufgenommen, die Bezugsgrößen sind unklar und im Allgemeinen werden Strömungslösern auf Basis der Navier-Stokes Gleichungen Defizite bei der korrekten Wiedergabe von Schallausbreitung attestiert. Die exakten Werte sind daher nur eingeschränkt aussagekräftig, lassen aber einen klarer Trend erkennen, vgl. Abb. 2.96(b). Während am Beginn des lock-in Bereichs ein sprunghafter Anstieg vorliegt, nimmt die Intensität hiernach graduell ab. Dies widerspricht dem Verlauf der experimentellen Daten und deutet darauf hin, dass bereits vor dem Verlassen des lock-in Bereichs die dominante Störung nicht hinreichend gut abgebildet wird.

Fazit Der Testfall bietet ein interessantes Strömungsphänomen mit einem komplexen akustischen Interaktionsmechanismus, der von TRACE inhärent darstellbar ist. Die Übereinstimmung mit experimentellen Daten ist nur am Rand des lock-in Bereichs für

hohe Geschwindigkeiten nicht exakt. Die Diskrepanz konnte durch den Übergang zum 3D-Modell und durch Verwendung des Menter SST Modells verringert werden.

2.2.3.4. Akustische Resonanz in einer Kavität

In diesem Testfall wird die Überströmung einer Kavität untersucht, die eine akustische Resonanz hervor ruft. Umfangreiche Studien wurden in der Masterarbeit [133] im Rahmen dieses Projektes durchgeführt.

Beschreibung des Testfalls Strömungen über Hohlkörper sind klassische und umfangreich erforschte Prozesse in der Aerodynamik. Sie sind typischerweise von hohem Interesse für den Flugzeugbau, wo Einbuchtungen unerwünschten Einfluss auf das Flugverhalten nehmen können, siehe z. B. [127], und den Automobilbau, wo Schlitze, z. B. an Türen, zu hohem Lärm führen können, siehe z. B. [67]. Auch in Turbomaschinen treten Kavitäten auf, z. B. als gezielt gefertigte Furchen im Gehäuse, sogenannte *casing treatments*, die die aerodynamischen Bedingungen für vorbei laufende Schaufeln verbessern sollen, oder als Teil einer Labyrinthdichtung.

Grundlegende Arbeiten sind [113, 111]. Rockwell und Naudascher beschreiben den Mechanismus hinter der auftretenden akustischen Resonanz, vgl. Abb. 2.97. Die freie

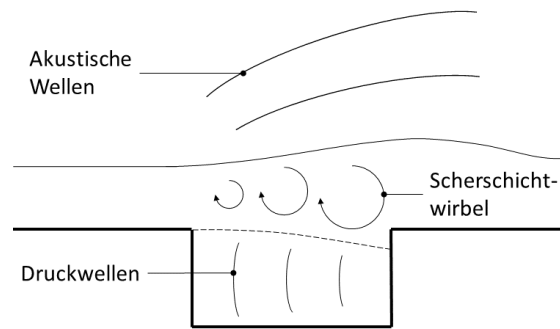


Abbildung 2.97.: Skizze zum Kopplungsmechanismus bei der Überströmung einer Kavität.

Strömung vor der Kavität hat eine gegebene Geschwindigkeit u_∞ , während sich an der unteren Platte eine Grenzschicht einstellt. Nach Überstreichen der Vorderkante bildet sich eine Scherschicht, die, je nach Abmessungen, die gesamte Kavität überspannt. An der Hinterkante führen kleine Fluktuationen zum Auftreffen von Fluid auf die rückseitige Wand. In der Folge breiten sich Druckwellen aus, die an der Vorderkante erneut die Entstehung von Wirbeln begünstigen. Die Wiederholung des Prozesses führt zu einer geordneten Abfolge von Wirbel, deren Frequenz beim Erreichen der Hinterkante mit der Frequenz der ausgesendeten Druckwellen zusammenfallen kann. In diesem Fall liegt ein lock-in Phänomen vor. Rossiter führt in [113] ein Modell zur Berechnung der dabei auftretenden Frequenzen ein. Die *Rossiter-Mode* f_m ist demnach gegeben durch

$$f_m = \frac{u_\infty}{L} \frac{m - \eta}{\text{Ma} + \xi^{-1}}, \quad (2.29)$$

wobei L die Länge der Kavität bezeichnet und η und ξ Modellierungskonstanten sind. Die entstehenden Schallwellen können noch verstärkt werden, wenn das in der Kavität enthaltene Fluid als Resonator fungiert. In diesem Fall stellt sich eine stehende Welle in Längen- oder Tiefenrichtung ein, deren natürliche Frequenz nahe einer der Rossiter-Moden liegt.

Fortschritte in der Messtechnik haben fortwährend detailliertere Einblicke in die Strömung ermöglicht, siehe z. B. [5, 69, 70, 13, 14]. Numerisch wird der Testfall in neueren Arbeiten mittels skalenauflösender Simulationen untersucht, siehe z. B. [114, 64, 81].

Eignung des Testfalls Der Testfall zeigt eine selbstinduzierte, periodische Strömungsinstabilität, deren Frequenz und Intensität, im Sinne des Schalldrucks, aus Experimenten bekannt ist. Zudem findet eine Interaktion statt, die ein lock-in Phänomen hervorruft. Besonders an diesem Testfall ist, dass die Interaktion nicht mit einer aeroelastischen, sondern einer aeroakustischen Komponente erfolgt. Da akustische Wellen inhärent in einer Strömungssimulation erfasst werden, ist eine numerische Berechnung von vorn herein voll-gekoppelt. Insofern kann keine schrittweise Bearbeitung, wie in Abschnitt 2.2.3.1 skizziert, erfolgen. Ein Rechengitter kann leicht selbst erstellt werden. Zur Validierung kann auf Ergebnisse der Literatur [1, 5] zurück gegriffen werden. Des Weiteren wurden im Rahmen der Masterarbeit [133] Ergebnisse aus [81] vom Institut für Aerodynamik und Gasdynamik der Universität Stuttgart zur Verfügung gestellt.

Kritisch ist die in Kavitäten generell niedrige Strömungsgeschwindigkeit. Es ist bekannt, dass bei Verfahren für kompressible Probleme das zugrundeliegende Gleichungssystem aufgrund der hohen Diskrepanz der konvektiven und akustischen Ausbreitungsgeschwindigkeiten schlecht konditioniert ist. Daher kann es zu langsamer Konvergenz und evtl. unzureichender Genauigkeit kommen.

Numerische Umsetzung des Testfalls Die Vernetzung erfolgte mit dem hauseigenen Werkzeug PyMesh. Da die Theorie der *Rossiter-Moden* auf einer zweidimensionalen Betrachtungsweise beruht und Experimente zeigen, dass Effekte in der dritten Raumrichtung vernachlässigt werden können, wurden in dieser Richtung nur eine Zelle und periodische Randbedingungen verwendet. Es wurden zwei verschiedene Kavitäten untersucht, eine tiefe mit einer Länge $L = 25$ mm und einer Tiefe $T = 50$ mm, sowie eine flache mit einer Länge $L = 31.8$ mm und einer Tiefe $T = 12.7$ mm. Die Wände der Kavität sowie jene davor und dahinter wurden als reibungsbehaftet modelliert und die Zellgrößen in Normalrichtung so gewählt, dass der dimensionslose Wandabstand y^+ stets kleiner als 1 war. Von der Kavität weg wurde die Zellgröße stark aufgeweitet um durch numerische Dämpfung die Wellen zu den Gebietsrändern hin abzuschwächen. Das simulierte Volumen oberhalb der tiefen Kavität erstreckte sich über $16L$ davor und dahinter sowie über $10T$ darüber. Im Falle der tiefen Kavität waren es ca. $13L$ davor, dahinter und darüber. Insgesamt wurden 20 000 Zellen für die tiefe Kavität und 51 928 für die flache

verwendet. Abbildung 2.98 zeigt die Rechennetze. Am oberen Rand wurde die freie

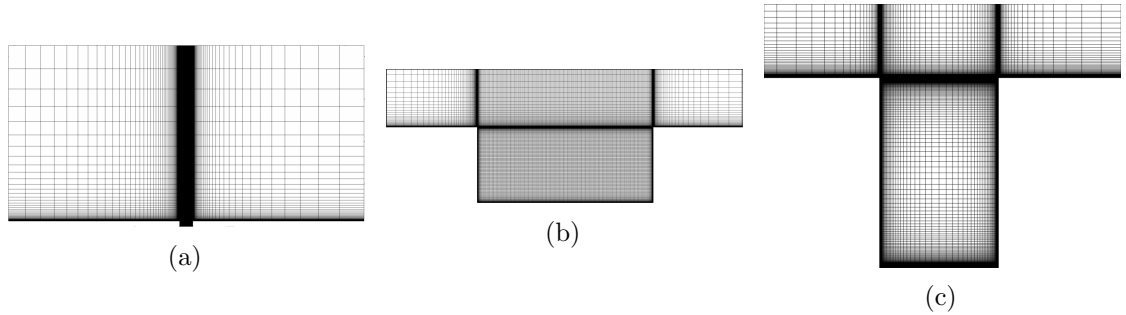


Abbildung 2.98.: Vernetzung des Rechengebietes: (a) im Überblick, (b) in der Nähe der flachen Kavität, (c) in der Nähe der tiefen Kavität.

Strömung durch eine Fernfeld-Randbedingung vorgegeben, am vorderen das angestrebte Geschwindigkeitsprofil über eine Einlass-Randbedingung eingestellt und am hinteren über eine Austritts-Randbedingung ein passender Gegendruck gewählt. Alle Einstellungen sind in Anhang A.4 aufgeführt.

Ergebnisse der Simulation einer tiefen Kavität Da die an der Vorderkante der Kavität anliegende Strömung von zentraler Bedeutung ist, wurde versucht diese exakt wiederzugeben. Aus [81] lagen Messungen der Grenzschicht an einem Punkt 35 mm stromauf der Kavität vor. In Tabelle 2.5 sind die charakterisierenden Parameter Grenzschichtdicke δ , die die Höhe angibt, an der 99 % der Geschwindigkeit der freien Strömung von $u_\infty = 48.4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ erreicht werden, Verdrängungsdicke δ^* , Impulsverlustdicke θ und Formfaktor $H = \delta^*/\theta$ angegeben. Für die Simulation mit TRACE konnten Eintrittsprofile aus [81]

	δ [mm]	δ^* [mm]	θ [mm]	H [–]
Kuhn [81]	19	3.21	2.33	1.38
TRACE	21.9	2.8	2.1	1.3

Tabelle 2.5.: Parameter der Grenzschicht aus [81] und der Simulation mit TRACE.

verwendet werden. Die so erhaltene Grenzschicht wurde an der gleichen Position wie in [81] ausgewertet und ist in Tabelle 2.5 den experimentellen Daten gegenübergestellt. Es treten Abweichungen von bis zu 15 % auf. Durch Änderungen im Eintrittsprofil können die Parameter der Grenzschicht in einem begrenzten Umfang beeinflusst werden. Entscheidend ist jedoch das Turbulenzmodell, das durch die künstlich generierte Viskosität die finale Struktur der Grenzschicht bestimmt. Es war nicht möglich, alle Parameter zur Deckung zu bringen. Da insbesondere der Formfaktor gut zu den Referenzdaten passte, wurde schließlich die angegebene Konfiguration verwendet.

Die instationäre Simulation wurde visuell und über einen Messpunkt an der Rückwand der Kavität ausgewertet. Initial konnten dort Druckstörungen beobachtet werden, die bei fortschreitender Simulation jedoch schnell abklingen. Eine genauere Untersuchung zeigte, dass diese von einer Welle in Längsrichtung ausgingen, während [81] eine stehende Welle in Tiefenrichtung zeigt. Das angestrebte Phänomen konnte folglich numerisch nicht wiedergegeben werden. Es wurden diverse Einstellungen variiert und insbesondere verschiedene Turbulenzmodelle angewendet, jedoch ohne weiteren Erfolg. Es scheint als würde bei der verhältnismäßig geringen Geschwindigkeit eine zu stabile Scherschicht produziert, die die Entstehung des Rückkopplungseffektes verhindert. Generell werden kleinskalige Fluktuationen bei der RANS-Modellierung ausgeschlossen. Diese könnten hier jedoch entscheidend für die Anregung sein. In [81] wurde skalenauflösende *large eddy simulation* verwendet, die in dieser Hinsicht ein größeres Spektrum erfassen.

Ergebnisse der Simulation einer flachen Kavität Für die Simulation der flachen Kavität lagen experimentelle und numerische Ergebnisse aus [1, 4, 5] vor. In [1] werden eine Geschwindigkeit der freien Strömung von $u_\infty = 88.5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und Parameter der Grenzschicht an einem Punkt 3.175 mm stromauf der Kavität angegeben. Um diese möglichst gut zu treffen wurden zum einen die vorgeschriebenen Werte am Eintritt variiert, zum anderen wurde ein Teil der unteren Platte auf reibungsfrei gestellt, was den Aufbau der Grenzschicht verzögert. In der finalen Version war die Platte auf einer Länge von 74.7 mm vor der Kavität reibungsbehaftet. Die ermittelten Parameter der Grenzschicht werden in Tabelle 2.6 mit jenen aus dem Experiment verglichen. Erneut war es nicht möglich,

	δ [mm]	δ^* [mm]	θ [mm]	H [–]
Experiment [1]	2.309	0.215	0.187	1.1519
TRACE	2.36	0.281	0.201	1.4

Tabelle 2.6.: Parameter der Grenzschicht aus [1] und der Simulation mit TRACE.

alle Parameter zur Deckung zu bringen. Die Grenzschichtdicke stimmt bis auf 2.2 % überein, während der Formfaktor um 21.5 % abweicht. Generell ist zu erkennen, dass die Grenzschichtdicke um einen Faktor 10 kleiner ausfällt als im Fall der tiefen Kavität.

Die Simulation dieses Testfalls war erfolgreich. Das instationäre Strömungsphänomen stellte sich ein und konnte visuell und anhand von Daten an einem Messpunkt mittig am Boden der Kavität beurteilt werden. Abbildung 2.99(a) zeigt die entstandenen Wirbel in der Scherschicht im Bereich der Kavität, Abb. 2.99(b) zeigt zusätzlich die sich ausbreitenden Schallwellen im gesamten Rechengebiet. Aus dem zeitlichen Verlauf des Drucksignals am Messpunkt können die auftretenden Frequenzen f_m und die zugehörigen Strouhalzahlen $Sr_m = \frac{f_m L}{u_\infty}$ ermittelt werden. In Tabelle 2.7 werden diese den theoretischen Werten der Rossiter-Moden (2.29) sowie experimentellen und numerischen Referenzdaten

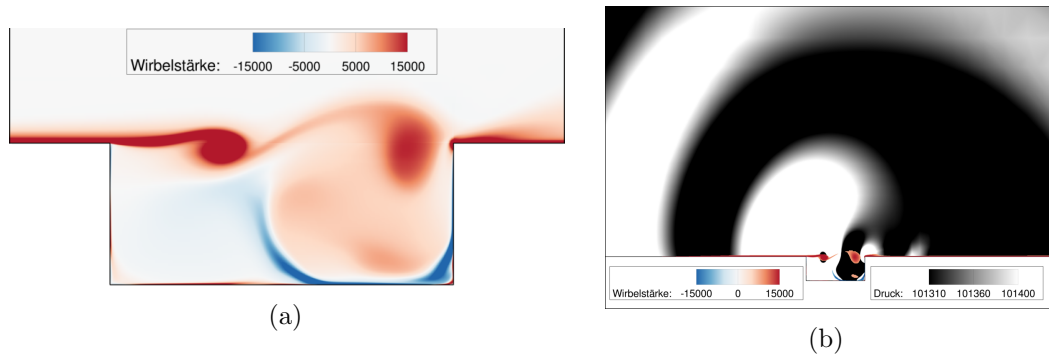


Abbildung 2.99.: Simulationsergebnis von TRACE zur Überströmung einer flachen Kavität, visualisiert durch farbige Wirbelstärke und monochrome Druckwellen.

gegenübergestellt. Zunächst fällt auf, dass die Frequenzen der Rossiter-Moden von vorn

	Sr_1	Sr_2	Sr_3	Sr_4
Theorie [113]	0.37	0.87	1.37	1.86
Experiment [1]	0.52	1.01	1.52	2.07
CFD [4]	-	1.03	-	2.05
TRACE Zeitbereich	-	0.94	-	1.87
TRACE <i>Harmonic Balance</i>	0.5	1.01	1.51	2.02

Tabelle 2.7.: Vergleich der ermittelten Strouhalzahlen bei der Simulation mit TRACE im Zeit- und Frequenzbereich mit experimentellen und numerischen Referenzdaten, sowie theoretischen Werten.

herein keine Vielfachen voneinander sind, da sie theoretische und unabhängige Anregungsmoden beschreiben. Die experimentellen und numerischen Resultate zeigen hingegen einen nahezu linearen Verlauf in den ermittelten Frequenzen. Bzgl. der experimentellen Daten wird in [1] daher eine korrigierte Modellierungskonstanten ξ vorgeschlagen. Die numerischen Ergebnisse mit TRACE zeigen hingegen, dass ausschließlich eine dominante Frequenz in der Nähe der zweiten Rossiter-Mode wiedergegeben wird. Die zweite ermittelte Frequenz ist die zugehörige erste Harmonische, deren Amplitude bereits eine Größenordnung kleiner ist. Diesbezüglich passen die Ergebnisse zu jenen in [4], es liegt jedoch quantitativ eine Abweichung von ca. 9 % vor.

Experimente mit Harmonic Balance Die vorangegangene Untersuchung im Zeitbereich wies eine dominante Frequenz im Schwingungsverhalten der Kavitätenströmung auf. Folglich war eine Simulation mittels der *Harmonic Balance* Methode aussichtsreich.

Unseres Wissens nach ist die Methode für Kavitätenströmungen bislang nicht eingesetzt worden. Für die Fundamentalfrequenz wurde die Hälfte der im Zeitbereich beobachteten dominanten Frequenz angesetzt und es wurden 3 höhere Harmonische verwendet. Auf diese Weise sind alle vier betrachteten Rossiter-Moden, vgl. Tabelle 2.7, zumindest näherungsweise erfasst.

Die Simulation war erfolgreich. Für die zweite Harmonische zeigte sich, analog zum Zeitbereich, eine dominierende Amplitude. In den Residuen wurden gleichmäßige Oszillationen beobachtet, ein bereits aus den Untersuchungen der Zylinderumströmung in Abschnitt 2.2.3.2 bekanntes Verhalten. Es wurde eine weitere Rechnung auf Grundlage der theoretischen Frequenz der zweiten Rossiter-Mode durchgeführt, die qualitativ ein ähnliches Verhalten zeigte. An einem Messpunkt wurde für beide Rechnungen die Phase des Fourierkoeffizienten des Drucks der zweiten Harmonischen ausgewertet und mit der Methode nach [73], die bereits in Abschnitt 2.2.3.2 Anwendung fand, eine Extrapolation durchgeführt. Tabelle 2.8 zeigt die so ermittelte optimierte Frequenz. Vergleicht man diese

	f_2 [Hz]	Phasenänderung
Theorie [113]	2430	0.054
TRACE Zeitbereich	2600	0.03
Extrapolation	2807	0

Tabelle 2.8.: Ermittelte Phasenänderung im Fourierkoeffizienten des Drucks der zweiten Harmonischen f_2 für zwei *Harmonic Balance* Simulation und Extrapolation des Nulldurchgangs.

mit den zuvor herangezogenen Referenzdaten in Tabelle 2.7, so zeigt sich eine perfekte Übereinstimmung mit den experimentellen Untersuchungen in [1]. Die Tatsache, dass mit dem reduzierten Modell des *Harmonic Balance* Ansatzes, ein besseres Ergebnis als im Zeitbereich erzielt wurde, deutet auf eine Unzulänglichkeit der Zeitbereichsrechnung hin.

Fazit Der Testfall zeigt ein interessantes und praktisch relevantes Strömungsphänomen mit einem komplexen akustischen Interaktionsmechanismus. Im Falle der flachen Kavität, mit höheren Strömungsgeschwindigkeiten, war dieser von TRACE inhärent darstellbar. Die Übereinstimmung mit experimentellen Daten ist gut. Darüber hinaus demonstrieren die bemerkenswert exakten Ergebnisse der *Harmonic Balance* Methode die gute Eignung des Verfahrens für diese Problemklasse. Für die tiefe Kavität, mit niedrigeren Strömungsgeschwindigkeiten, konnte das Phänomen numerisch nicht wiedergegeben werden. Hierbei war nicht die geringe Strömungsgeschwindigkeit in der Kavität ursächlich, sondern die Modellierung der turbulenten Strömung. Durch den RANS-Ansatz werden kleinskalige Fluktuationen nicht aufgelöst und die stattdessen erzeugte makroskopische Scherschicht wurde nicht angeregt. Der Testfall ist somit ein Beispiel für eine Strömung,

die durch RANS-Gleichungen und Turbulenzmodelle, nicht erfasst wird.

2.2.3.5. Stoßoszillation an einem symmetrischen Kreisbogenprofil

In diesem Testfall wird die transsonische Umströmung eines symmetrischen Kreisbogenprofils, auch als *double circular arc* (DCA) bezeichnet, untersucht. Es kommt zu einer periodischen und antisymmetrischen Wanderung der Verdichtungsstöße ober- und unterhalb des Profils.

Beschreibung des Testfalls Das dem Testfall zugrundeliegende Phänomen ist die Stoß-Grenzschicht-Interaktion. Durch ein Profil wird Strömung über Schallgeschwindigkeit beschleunigt. Am Fuße des sich bildenden Verdichtungsstoßes kann es zur Ablösung der Grenzschicht kommen, was wiederum die Stoßlage beeinflussen kann. Derartige Probleme sind seit langem Gegenstand der Forschung, sowohl experimenteller, wie z. B. [40], als auch numerischer, wie z. B. [83]. Die Arbeit in diesem Projekt bezieht sich auf die experimentellen und numerischen Untersuchungen von Yamamoto und Tanida [140, 139].

In einem Blow-down-Windkanal mit festen Wänden und einem quadratischen Querschnitt von 75 mm Seitenlänge ist mittig ein Profil schwingungsfrei eingebaut. Dieses hat eine Länge von $L = 75$ mm, ist symmetrisch und gemäß eines Kreisbogens geformt. Die maximale Dicke in der Mitte beträgt 10 % der Länge. Genaue Werte zur Strömung an Ein- und Austritt werden nicht genannt, die Reynoldszahl beträgt den Autoren zufolge im Windkanal in etwa $1 \cdot 10^6$, in den numerischen Untersuchungen $5 \cdot 10^5$. Der Betriebspunkt wird durch das Verhältnis des Totaldrucks am Eintritt und des statischen Drucks am Austritt definiert. Für die Grenzschicht auf dem Profil wird ein turbulenter Umschlag durch Aufbringen eines 2 mm langen, dünnen Streifens 7 mm hinter der Vorderkante erzwungen. Die Strömung wird durch das Profil über Schallgeschwindigkeit beschleunigt und es bildet sich ein Stoß zwischen Profil und Kanalwand. Der so gesperrte Kanal hat eine Eintrittsmachzahl von 0.69.

Die zweidimensionale Strömung im Kanal ist zunächst achsensymmetrisch bzgl. des Profils. An den Füßen der Verdichtungsstöße löst die Strömung infolge des Druckanstiegs ab. Entstehende turbulente Fluktuationen werden stromab transportiert und führen an der Hinterkante schließlich zu einer Symmetriebrechung, in deren Folge Fluid von einer auf die andere Seite umschlägt. Dies verursacht Druckwellen, die sich stromauf ausbreiten und am Stoß die Ablösung begünstigen. Mit erhöhter Ablösung verstärkt sich der Druck hinter dem Stoß und lässt ihn stromauf wandern. Dabei verliert er an Intensität und die Ablösung verringert sich bis sie schließlich zum Erliegen kommt. Hierdurch sinkt der Druck hinter dem Stoß und er wandert stromab. Gleichzeitig führt die anliegende Grenzschicht zu einem Umschlag der Strömung an der Hinterkante in die andere Richtung, was die Stromauf-Bewegung des dortigen Stoßes einleitet. Nach einem Einschwingvorgang ist das Phänomen selbsterhaltend und exakt gegengleich in der unter und oberen Hälfte.

Eignung des Testfalls Der Testfall zeigt ein selbstinduziertes Strömungsphänomen, dessen Frequenz und Amplitude, im Sinne der von der Stoßwanderung überspannten

Strecke, mit Daten aus der Literatur verglichen werden können. Zwar stellt die Geometrie ein rein akademisches Problem dar, das Phänomen der Stoß-Grenzschicht-Interaktion ist jedoch von fundamentalem Interesse auch im Kontext von Turbomaschinen. Insbesondere ist die dort ebenfalls anzutreffende Stoßbewegung oft Ursache von kritischem Schaufelschwingen. So ziehen auch aktuellere Arbeiten den Testfall für Grundlagenuntersuchungen heran, siehe z. B. [38, 47]. Für die Untersuchungen im Rahmen des Projektes konnten die wichtigsten Daten aus [139] entnommen werden. Die benötigte Geometrie ist vollständig beschrieben und konnte leicht vernetzt werden. Weitere Instabilitäten, z. B. aeroelastische, liegen nicht vor. Im Hinblick auf die Strategie in Abschnitt 2.2.3.1 deckt der Testfall somit ausschließlich die rein aerodynamische Untersuchung ab.

Numerische Umsetzung des Testfalls Die Vernetzung erfolgte mit dem hauseigenen Werkzeug **PyMesh** exakt gemäß den geometrischen Angaben aus [139]. Für die numerischen Untersuchungen dort wurde vor dem Profil ein Kanal von $2.5L$ und hinter dem Profil ein Kanal von $4L$ Länge verwendet. Zusätzlich kam eine verkürzte Geometrie mit $1L$ vor und $1.5L$ hinter dem Profil zum Einsatz. Es wurde sowohl ein vollständiges, dreidimensionales Modell der Teststrecke erstellt, als auch ein reduziertes quasi-3D Modell mit nur einer Zelle in der dritten Raumrichtung und periodischen Randwerten. Für die numerischen Untersuchungen in [139] wurde ebenfalls eine solche Konfiguration verwendet. Die Kanalwände sowie das Profil wurden als reibungsbehaftet modelliert und die Zellgrößen in Normalrichtung so gewählt, dass der dimensionslose Wandabstand y^+ stets kleiner als 1 war. In [139] wurden reibungsfreie Kanalwände verwendet, die Autoren schreiben jedoch, dass dies nicht realistisch sei, das Phänomen jedoch qualitativ auch nicht beeinträchtigt. Zwischen Wand und Profil und zum Ein- und Austritt hin wurden die Zellen vergrößert. Abbildung 2.100 zeigt das Netz der verkürzten quasi-3D Konfiguration mit 31 920 Zellen. Alle untersuchten Einstellungen des Strömungslösers sind in Anhang A.5 aufgeführt.

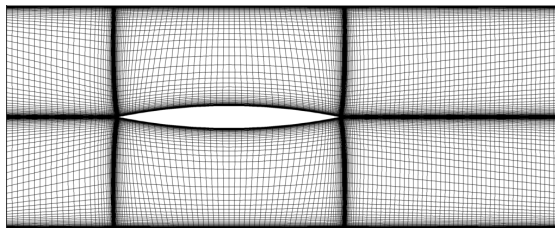


Abbildung 2.100.: Rechennetz der verkürzten quasi-3D Konfiguration.

Ergebnisse der aerodynamischen quasi-3D Simulation Die Simulation mit TRACE war erfolgreich. Sie wurde ausgehend von einem symmetrischen Strömungsfeld einer stationären Vorrechnung gestartet und entwickelte nach einer transienten Phase das in der Literatur beschriebene Strömungsphänomen. Im eingeschwungenen Zustand betrug

die Reynoldszahl nahe dem Eintritt $9.5 \cdot 10^5$ und die Machzahl 0.667. Damit hat die Reynoldszahl die richtige Größenordnung, die Machzahl weicht um 3 % ab. In den folgenden Ergebnissen ist durchgängig eine Verschiebung des Betriebspunktes bemerkbar, welche auf die unterschiedliche Einstömgeschwindigkeit zurückgeführt werden könnte. Es war bis zuletzt nicht möglich, die Abweichung zu erklären. Ein Test von reibungsfreien Kanalwänden, welche infolge der fehlenden Grenzschicht zu einer geringeren Kontraktion über dem Profil führen, führte auf eine nur leicht gesteigerte Machzahl von 0.6766.

Einen Eindruck des erhaltenen Ergebnisses liefert Abb. 2.101, die eine Serie von Momentaufnahmen der Stoßwanderung zeigt. Die Visualisierung der Norm des Dichtegradienten empfindet dabei die in den Experimenten verwendete Methodik der Schlierenbilder nach. Sofort augenscheinlich ist, dass das qualitative Verhalten stark vom verwendeten Turbulenzmodell beeinflusst wird. So ist die Stoßbewegung und die Wirkung der Ablösung auf den Nachlauf für das Menter SST $k-\omega$ Modell wesentlich ausgeprägter. Gleichzeitig lässt die Intensität des Stoßes in der Stromab-Bewegung stark nach.

Im Detail ist zu beurteilen, wie gut die Bewegung des Stoßes zu den experimentellen Ergebnissen in [139] passt. In Abb. 2.102 wird die vom Stoß überstrichene Strecke auf dem Profil in Abhängigkeit des Gegendrucks visualisiert. Hierzu wurden Serien mit jeweils sukzessiv ansteigendem und abfallendem Gegendruck für die drei Turbulenzmodelle Wilcox $k-\omega$, Menter SST $k-\omega$ und Spalart-Allmaras simuliert. Das finale Ergebnis der vorangegangenen Rechnung diente jeweils als Initialisierung für die folgende. In den Plots wird der Einfluss der unterschiedlichen Turbulenzmodelle besonders deutlich. Während für das Wilcox $k-\omega$ Modell die maximal überstrichene Strecke nur in etwa halb so groß ist wie im Experiment, ist sie beim Menter SST $k-\omega$ Modell sogar noch größer. Ebenso ist der Bereich des Gegendrucks, in dem überhaupt eine Oszillation des Stoßes vorliegt, beim Wilcox $k-\omega$ Modell deutlich kleiner und beim Menter SST $k-\omega$ Modell leicht größer als im Experiment. Das Spalart-Allmaras Modell zeigt hinsichtlich der Amplitude und des Gegendruckbereichs die besten Ergebnisse und ist, bis auf die verschobene Lage, bemerkenswert nah am Experiment. Die Entwicklung der Amplitude im Verlauf der Serie, und damit die Form der Blase in Abb. 2.102 ist für alle Turbulenzmodelle ähnlich und passend zum Experiment. Es kommt zu Beginn und am Ende zu einem starken Anstieg bzw. Abfall der Oszillation, danach wächst die Amplitude graduell und erreicht ihr Maximum in der Mitte des Gegendruckbereichs. Wie in [139] berichtet zeigen auch die numerischen Ergebnisse eine Hysterese am Rand des Oszillationsbereichs für einen hohen Gegendruck. Bei einer Serie mit ansteigendem Gegendruck wird die Oszillation länger aufrechterhalten. Die Autoren in [139] führen dies auf die Hysterese beim Anfachen und Abflauen der Grenzschichtablösung in instationären Strömungen zurück. Jedoch zeigen das Wilcox $k-\omega$ und das Menter SST $k-\omega$ Modell am Rand mit niedrigem Gegendruck eine noch größere Hysterese, während dies im Experiment und auch für das Spalart-Allmaras nicht auftritt. Abbildung 2.102(d) zeigt für die Serien die jeweils aus der Krafteinwirkung auf das Profil ermittelten Frequenzen der Stoßwanderung. Mit steigendem Gegendruck wird die mittlere Stoßposition stromauf verschoben. Die Druckwellen, die nach [139] Teil

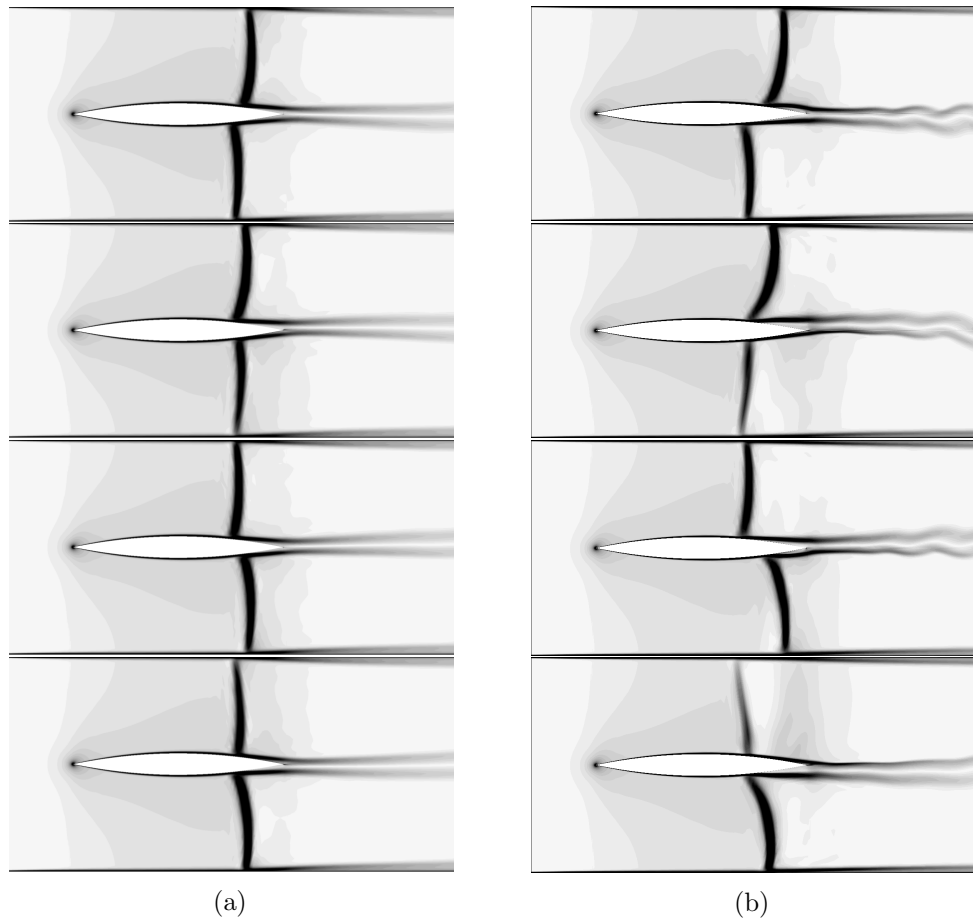


Abbildung 2.101.: Vier instantane Aufnahmen des Strömungszustandes während eines Zyklus der Stoßwanderung für (a) das Wilcox $k-\omega$ und (b) das Menter SST $k-\omega$ Turbulenzmodell. Die Norm des Dichtegradienten wird durch Graustufen dargestellt.

des Kopplungsmechanismus sind, benötigen so länger, um von der Hinterkante aus den Stoß zu erreichen. Daher verringert sich die Frequenz. Die ermittelten Werte und ihre Entwicklung im Verlauf der Serie passen gut zum Experiment. Darüber hinaus erweisen sie sich als unabhängig vom eingesetzten Turbulenzmodell und an- oder absteigendem Gegendruck. Die Beobachtung passt zu Berichten in der Literatur, nach denen auch im Fall einer laminaren Grenzschicht auf dem Profil, oder auch anderen Reynoldszahlen, die Frequenz unverändert bleibt. Schließlich kann, wie bereits anhand von Abb. 2.101 möglich, für einzelne Betriebspunkte die zeitliche Entwicklung der Stoßwanderung untersucht werden. In Abb. 2.103 wird hierzu in Zeit-Weg-Diagrammen die axiale Druckverteilung

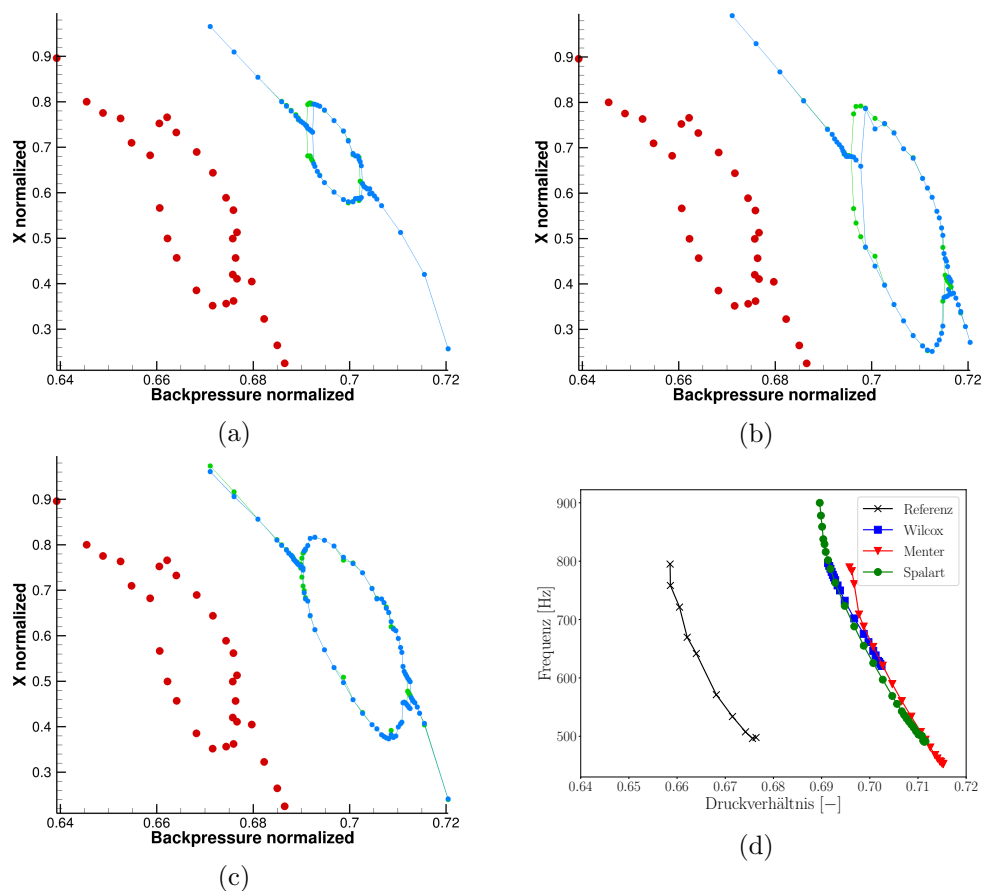


Abbildung 2.102.: Von der Stoßwanderung erreichte minimale und maximale, auf halbe Profillänge normierte Position auf dem Profil in Abhängigkeit des Gegendruckverhältnisses bei Verwendung des (a) Wilcox $k-\omega$, (b) Menter SST $k-\omega$ und (c) Spalart-Allmaras Modells, jeweils für eine Serie mit ansteigendem (blau) und abfallendem (grün) Gegendruck, im Vergleich mit den experimentellen Daten aus [139] (rot) und (d) zugehörige ermittelte Frequenzen.

auf einer Linie, mittig zwischen Profil und Kanalwand, für sukzessive Zwischenergebnisse der instationären Simulation gezeigt. Es wurde stets der Betriebspunkt bei 71 000 Pa Gegendruck betrachtet, was einem Verhältnis von ca. 0.7 entspricht. Die Unterschiede in der räumlichen Ausdehnung sind auch in dieser Darstellung auffällig. Zusätzlich ist hier zu erkennen, dass die Stoßwanderung über die Zeit für das Wilcox $k-\omega$ Modell in Abb. 2.103(b) einen gleichförmigen sinusähnlichen Verlauf nimmt. Dies ist im Einklang mit dem Experiment [139] in Abb. 2.103(b), bis auf die zuvor schon beschriebene geringere

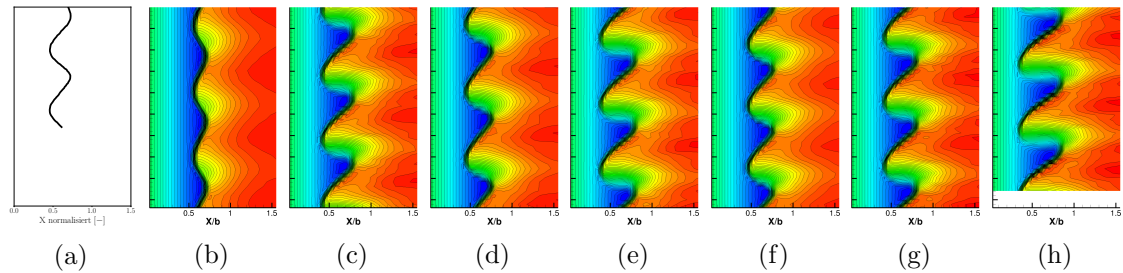


Abbildung 2.103.: Axiale Druckverteilung auf einer Linie mittig zwischen Profil und Kanalwand über die Zeit für die Turbulenzmodelle (b) Wilcox $k-\omega$, (c) Menter SST $k-\omega$, (d) Spalart-Allmaras, (e) Hellsten EARSIM, (f) SSG/LRR- ω , (g) Wilcox Stress- ω , (h) Wilcox $k-\omega$ mit *viscous blending* Erweiterung, sowie (a) ungefähren Verlauf der Stoßwanderung nach [139, Fig. 6(a)].

Amplitude. Der Verlauf für das Menter SST $k-\omega$ Modell ähnelt hingegen eher einem Sägezahn. Die Stromabbewegung erfolgt wesentlich schneller als jene stromauf und der Stoß ist in dieser Phase weniger intensiv. Dies war bereits in Abb. 2.101(b) zu sehen. Das Spalart-Allmaras Modell zeigt ein Verhalten zwischen den beiden zuvor beschriebenen. Die Konturlinien weisen eine gute Übereinstimmung mit jenen in [139, Fig. 6(a)] auf.

Ergebnisse der Parameterstudien Da der Testfall ein komplexes selbstinduziertes Strömungsphänomen aufwies, numerisch gut handhabbar war und zudem auch von Relevanz für Turbomaschinen-aerodynamik war, wurde hier die umfassendste Parameterstudie durchgeführt. Dabei wurden die folgende Aspekte untersucht.

- Gitterkonvergenz
- Randbedingungen
- Räumliche Diskretisierungsverfahren
- Zeitintegrationsverfahren
- Turbulente Eintrittsbedingungen
- Turbulenzmodelle und Erweiterungen

Zur Gitterkonvergenzstudie wurde das vorhandene Rechnennetz zweimal verfeinert. Dies geschah jeweils durch eine Viertelung der rechteckigen Zellen in der betrachteten zweidimensionalen Ebene. Die Resultate waren in Bezug auf die zuvor untersuchten Aspekte Amplitude, Frequenz und Form der Stoßwanderung deckungsgleich zu den

bisherigen. Demnach war das ursprünglichen Netz bereits fein genug um die Strömung ohne signifikanten Einfluss eines Diskretisierungsfehlers simulieren zu können.

Um Strömungswerte am Ein- und Austritt vorzuschreiben kam eine dynamische, nicht reflektierende Formulierung zum Einsatz, die in **TRACE** insbesondere für die in Triebwerken oft nah an den Schaufeln gelegenen Ebenen implementiert ist. Für die stationäre Vorrechnung war dies *Steady1DCharacteristics* und für die instationäre Simulation *Unsteady1DCharacteristics*. Hierbei werden die strukturierten Netze an der Ein- und Austrittsebene in spannweitischer Richtung der Schaufel in Bänder aufgeteilt, wodurch eine eindimensionale Verteilung entsteht. Die ebenfalls vorhandenen zweidimensionalen Varianten von Randbedingungen sind ungeeignet, da sie für eine Fouriertransformation auf den Bändern einen periodischen und glatten Zustand in Bandrichtung voraussetzen, der hier aufgrund der Kanalwände nicht gegeben ist. Die simpleren *Riemann* Randbedingungen waren ebenfalls zielführend und führten zu vergleichbaren Resultaten.

Für die räumliche Diskretisierung stehen in **TRACE** Verfahren unterschiedlicher Ordnung zur Verfügung. Getestet wurde das MUSCL-Verfahren mit dem Fromm-Schema zweiter Ordnung und einem Verfahren dritter Ordnung. Zusätzlich wurden unterschiedliche Verfahren der Limitierung getestet. Es ergaben sich keine erkennbaren Unterschiede.

Für die Integration in der Zeit wurde ein Rückwärtsdifferenzen-Verfahren zweiter Ordnung und ein implizites Runge-Kutta-Verfahren dritter Ordnung getestet. Zusätzlich wurde die Zeitschrittweite variiert. Beides machte sich in der Phase des Einschwingens bemerkbar, vgl. Abb. 2.104. Bei kleiner Zeitschrittweite, also mehr Zeitschritten pro

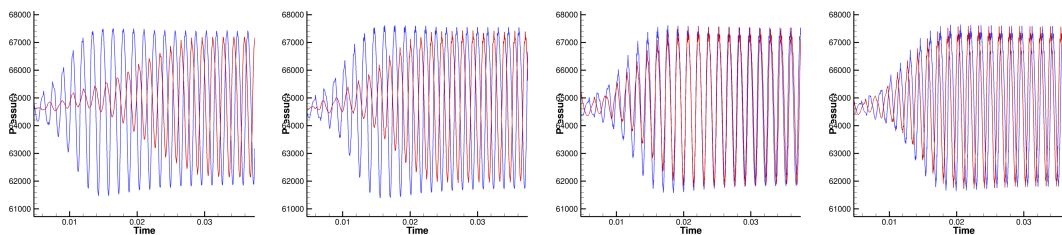


Abbildung 2.104.: Druckverlauf an einem Messpunkt mittig zwischen Profil und Kanalwand für das Rückwärtsdifferenzen-Verfahren zweiter Ordnung (blau) und das implizite Runge-Kutta-Verfahren dritter Ordnung (rot), jeweils mit 32, 64, 128, 256 Zeitschritten pro Zyklus bei 650 Hz.

Periode, war der Verlauf für beide Verfahren ähnlich. Für größere Schrittweiten wuchs die Amplitude beim Rückwärtsdifferenzen-Verfahren schneller an und es kam zu einem geringen Überschießen. Das Runge-Kutta-Verfahren zeigte dagegen ein langsames Anwachsen. Nach der Einschwingphase ergaben sich für beide Verfahren und alle hier betrachteten Schrittweiten gleiche Resultate.

Mit der turbulenten Intensität Tu und dem turbulenten Längenmaß L_t lassen sich Randwerte für das Turbulenzmodell vorschreiben. Von den Standwerten $Tu = 0.01$ und

$L_t = 9 \cdot 10^{-5}$ aus, wurden beide um mehrere Größenordnungen variiert. Die geänderte turbulente Intensität zeigte dabei keinerlei Auswirkung. Dies konnte darauf zurückgeführt werden, dass sich in der Strömung bis zum Erreichen des Profil immer wieder ähnliche Werte der turbulenten Kenngrößen eingestellt hatten. Ein Wert von $1 \cdot 10^{-2}$ für das turbulente Längenmaß verhinderte beim Wilcox $k-\omega$ Modell die Stoßoszillation, die Strömung blieb stationär. Alle anderen Werte führten auf die bereits bekannten Ergebnisse, nur die Dauer der Einschwingvorgänge änderte sich.

Für die bereits zuvor beschriebenen Turbulenzmodelle wurden verschiedene Erweiterungen getestet. Verfahren zur Staupunktanomalie-Korrektur, wie das nach Kato-Launder, zeigten keine Auswirkung. Der Staupunkt ist in diesem Fall aufgrund der idealisierten spitzen Vorderkante jedoch auch sehr klein. Die Bardina-Erweiterungen, die in TRACE zur Kompensation von nicht modellierten Rotationseffekten zur Verfügung steht, verhinderte ein Aufkommen der Stoßoszillation. Der *viscous blending* Ansatz, der für das Wilcox $k-\omega$ Modell entwickelt wurde, führte zu einem Resultat, das dem des Menter SST Modells stark ähnelte, siehe Abb. 2.103(b).

Aktuell wird in TRACE auch an höherwertigen Turbulenzmodellen gearbeitet. Diese sind an Standardtestfällen wie Strömungen über ebene Platten und durch Kanäle validiert worden und wurden bislang für stationäre Simulationen eingesetzt. Ein Test des explizit algebraischen Reynoldsspannungsmodells nach Hellsten und zweier differentieller Reynoldsspannungsmodelle nach Wilcox und nach Eisfeld et al. an diesem instationären Testfall war erfolgreich. Es war nötig die CFL-Zahl zu senken, wodurch sich die Rechenzeit erhöhte. Die Ergebnisse waren vergleichbar zu den zuvor erzielten, wobei das Resultat des SSG/LRR- ω Modells nach Eisfeld et al. am ehesten zu dem des Spalart-Allmaras Modell passte, während die des Hellsten EARSM und des Wilcox Stress- ω Modells jenem des Menter SST $k-\omega$ ähnelten, vgl. Abb. 2.103(b), 2.103(e) und 2.103(f).

Zusammenfassend erwies sich nur das verwendete Turbulenzmodell als einflussreich. Eine entsprechende Beobachtung findet sich bereits in [83]. Hierbei zeigten die einzelnen Modelle starke Unterschiede bzgl. Amplitude und Bewegungsform. Während das Wilcox $k-\omega$ Modell einen scheinbar dämpfenden Effekt auf das Phänomen hatte, produzierte das Menter SST $k-\omega$ Modell eine zu große Bewegung mit gänzlich unterschiedlichen Mustern in der Vor- und Rückwärtsbewegung. Das Spalart-Allmaras Modell, das als Eingleichungsmodell als simpler gilt, führte zur besten Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

Ergebnisse der aerodynamischen 3D Simulation Da das verwendete q3d-Modell eine Vereinfachung hinsichtlich der in natürlicher Weise dreidimensionalen Strömung dargestellt, sollte zur Kontrolle auch das vorhandene 3D-Modell betrachtet werden. Dies erwies sich als unerwartet schwierig. Zunächst war festzustellen, dass die Eintrittsmachzahl mit 0.665 nah an jener beim q3d-Modell lag und damit aber weiterhin unterhalb der Referenz. Die instationären Simulationen mit den zuvor erarbeiteten Einstellungen

führten zunächst allesamt zu einer stationären Strömung ohne Stoßoszillation. In [139] wird bereits berichtet, dass es hinter den Stellen, an denen das Profil auf die Kanalwand trifft, zu großen Ablösegebieten kommt, die einen stabilisierenden Einfluss auf den instationären Interaktionsmechanismus haben. Da Ablösung immens vom eingesetzten Turbulenzmodell bedingt wird, wurden verschiedene Modelle anhand von stationären Simulationen verglichen. In Abb. 2.105 ist die erhaltene Machzahlverteilung auf Schnitten vor und hinter dem Profil, sowie entlang der Seitenwand zu sehen. Der stark vergrößerte Eckenbereich in den Schnitten vor dem Profil zeigt für die höherwertigen Modelle den zu erwartenden Eckenwirbel, der durch die Zweigleichungsmodelle nicht wiedergegeben werden kann. Es konnte daraus jedoch keine Auswirkung auf das instationäre Phänomen abgeleitet werden. Die Schnitte entlang der Seitenwand und an der Hinterkante zeigen deutlich die erwähnten Ablösegebiete in Bereichen von Profil und Wand. Die Ergebnisse des Menter SST $k-\omega$ Modells fallen hier aus dem Rahmen. Die Gebiete scheinen um ein Vielfaches zu groß, was die ausbleibende Bewegung erklären könnte. Für die anderen Modelle ist die Ablösung vergleichbar, auch zwischen dem einfachen Wilcox $k-\omega$ und den höherwertigen Modellen. Da keine experimentellen Daten zum Vergleich vorlagen, ist aber nicht klar, in wie weit diese Ergebnisse physikalisch korrekt sind.

Die Wiedergabe der Stoßbewegung gelang schließlich doch, nach einer eingehenden Untersuchung der Simulation für den bereits zuvor betrachteten Betriebspunkt bei 71 000 Pa Gegendruck unter Verwendung des Menter SST $k-\omega$ Turbulenzmodell. Zunächst fiel ein Drift im Gegendruck um ca. 400 Pa auf. Dieser konnte durch Umschalten der Randbedingungen auf eine lokale Formulierung, bei der der vorgegebene Gegendruck nicht gemittelt über ein Band, sondern lokal für jede Zelle am Austritt gehalten wird, kompensiert werden. Als weitere Maßnahme wurde die Zeitintegration auf ein Rückwärtsdifferenzenverfahren zweiter Ordnung umgestellt. Beides zusammen ließ eine Stoßoszillation entstehen. Ein Vergleich zeigte jedoch Unterschiede zur korrespondierenden Simulation im q3D-Fall und insbesondere zu den experimentellen Daten. In Abb. 2.106 ist ein direkter Vergleich der Zeit-Weg-Diagramme zu sehen. Die zuvor besprochene Form eines Sägezahns ist im 3D-Fall noch ausgeprägter. Die mittlere Stoßposition liegt deutlich weiter in Richtung der Vorderkante, die Amplitude im Sinne der überspannten Strecke ist jedoch vergleichbar. Der Druckanstieg über den Stoß fällt geringer aus. Schließlich erfolgt die Bewegung deutlich langsamer. In Tabelle 2.9 werden die konkreten Werte zu den Beobachtung gelistet. Ein ähnliches Resultat konnte auch mit dem Hellsten EARSM Turbulenzmodell erzielt

	X/b minimal	X/b maximal	Differenz	Frequenz
q3D	0.4612	0.7649	0.3037	653 Hz
3D	0.2076	0.5849	0.3773	475 Hz

Tabelle 2.9.: Vergleich der q3D- und 3D-Simulation anhand der Stoßposition und ermittelten Frequenz.

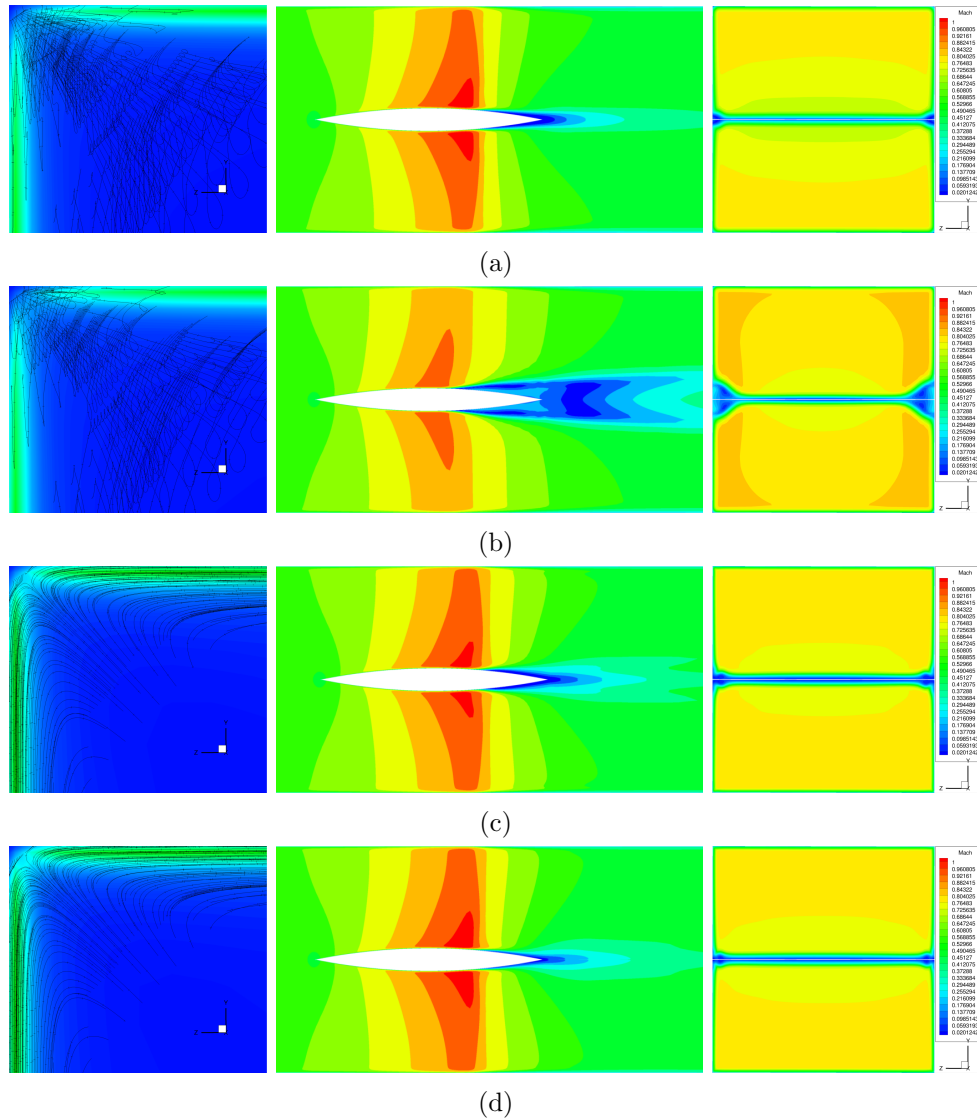


Abbildung 2.105.: Farb-kodierte Machzahlverteilung für Ergebnisse der stationären Simulation mit (a) Wilcox $k-\omega$, (b) Menter SST $k-\omega$, (c) Hellsten EARSM, (d) SSG/LRR- ω Turbulenzmodell, jeweils in der Ecke eines Querschnitts durch den Kanal vor der Vorderkante des Profils (links), auf einem Schnitt nahe und entlang der Seitenwand (mittig) und auf einem Querschnitt hinter der Hinterkante des Profils (rechts).

werden, jedoch nur bei Verringerung der CFL-Zahl auf 5. Mit anderen höherwertigen Tur-

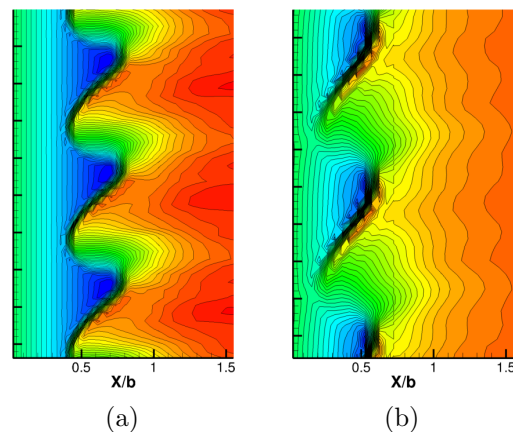


Abbildung 2.106.: Axiale Druckverteilung auf einer Linie mittig zwischen Profil und Kanalwänden über die Zeit für das Menter SST $k-\omega$ Turbulenzmodell im (a) q3D-Fall aus Abb. 2.103(c) und (b) 3D-Fall.

bulenzmodellen konnte keine Simulation erfolgreich durchgeführt werden. Für das Wilcox $k-\omega$ und das Spalart-Allmaras Modell blieb es, auch unter Anwendung der geänderten Einstellungen, bei einem stationären Strömungsbild.

Experimente mit skalenauflösender Simulation Der verwendete Strömungslöser TRACE verfügt auch über gängige Verfahren zur skalenauflösenden Simulation. Da eine solche für Probleme mit Verdichtungsstößen bislang noch nicht durchgeführt wurde und der vorliegende Fall eine relativ einfache und kompakte Geometrie aufwies, erfolgte im Rahmen des Projektes ein erster Test mit einer *large eddy simulation* (LES). Die Kernidee des Verfahrens ist, dass grobe Strukturen in der Strömung explizit durch das Rechengitter aufgelöst werden, während feinskalige durch ein zusätzliches Modell behandelt werden. Dabei sind die aufgelösten Strukturen wesentlich detaillierter als bei einem, auf zeitlicher Mittelung beruhendem, RANS-Ansatz.

Für die Feinstrukturen kam das *wall adaptive local eddy viscosity* (WALE) Modell aufgrund der vorhandenen Wände zum Einsatz. Es war eine erneute, wesentlich feinere Vernetzung notwendig. Die erste Zellgröße in Normalenrichtung an Profil und Wänden, beschrieben durch die dimensionslose Kennzahl y^+ , war bereits hinreichend klein. Die Ausdehnung in die anderen Raumrichtungen wurde so gewählt, dass für die korrespondierenden Kennzahlen $x^+ < 10$ und $z^+ < 11$ galt. Entsprechende Hinweise auf die Größenordnung finden sich in [23], dort jedoch für eine Kanalströmung. Die in natürlicher Weise dreidimensionale Strömung kann bei einer skalenauflösenden Simulation nicht mehr auf zwei Dimensionen reduziert werden. Das Rechenggebiet wurde daher in spannweitiger Richtung erweitert und vernetzt. Die Ausdehnung betrug hier 5 % der Profillänge. Ein

gängiger Richtwert ist hingegen 10 % oder auch mehr. Insgesamt hatte das Rechnernetz 36 211 200 Zellen. Die Zeitschrittweite musste ebenfalls stark verkleinert werden. Sie ist so zu wählen, dass bei eingestellter Strömung die lokale CFL-Zahl in jeder Zelle unter 1 bleibt, was aufgrund der kleinen Zellen zu einer sehr kleinen Schrittweite führt. Der nächste Zustand kann dafür jedoch mit einem expliziten und damit günstigerem Verfahren stabil ermittelt werden.

Die Simulation konnte, dank guter Skalierung von TRACE, in akzeptabler Zeit auf einem Großrechner durchgeführt werden. Abbildung 2.108(a) vermittelt einen Eindruck der sich einstellenden Strömung. Wie zu erwarten, sind wesentlich kleinere Strukturen zu erkennen, aber auch das dynamische Verhalten unterscheidet sich stark. In den bisherigen Ergebnissen war ein einzelner, räumlich ausgedehnter Verdichtungsstoß in Bewegung zu sehen. Hier zeigt sich ein ganzes System von Stößen, wobei der jeweils vorderste in der Stromaufbewegung über das Profil weiter läuft und das Rechengebiet verlässt. Der Grund für das andere Verhalten ist in der laminaren Anströmung des Profils begründet. Bei Verwendung eines URANS-Ansatzes mit einem Turbulenzmodell wird die Strömung überall als turbulent behandelt. Demnach wird auch eine turbulente Grenzschicht auf dem Profil erzeugt. Dies passt zum Experiment in [139], bei dem durch einen aufgebrachtten Streifen der laminar-turbulente Umschlag erzwungen wurde. Bei einer skalenauflösenden Simulation enthält die eintreffende Strömung hingegen zunächst keine turbulenten Strukturen, was einen erheblichen Einfluss auf die Stoß-Grenzschicht-Interaktion hat. Die Arbeit [139] behandelt auch das Experiment mit laminarer Anströmung, bespricht die Ergebnisse jedoch nur wenig detailliert. In [54] findet sich ein Experiment mit gleichem Aufbau, jedoch leicht unterschiedlichen Abmessungen. Dort wird die Bewegung der Stöße detailliert beschrieben und passt zu dem hier beobachteten Verhalten. Ein direkter numerischer Nachbau des Experiments in [54] war aufgrund einer unvollständigen Datenlage nicht möglich.

Um die Ergebnisse der URANS Simulation und der LES miteinander in Bezug zu bringen, wurden zwei Varianten erprobt. Mit einem zusätzlichen Transitionsmodell kann in einer URANS Simulation das Turbulenzmodell selektiv deaktiviert werden. Die Anströmung ist dann laminar. Ein Versuch mit dem γ - Re_θ Modell führte allerdings zu keinen signifikanten Veränderungen gegenüber den voll turbulenten Rechnungen. Umgekehrt kann durch Erzeugen einer turbulenten Anströmung in der LES die Ausgangslage der URANS Rechnungen nachempfunden werden. Um dies zu erreichen wurde der in [139] beschriebene Streifen explizit in das Rechengebiet einbaut, siehe Abb. 2.107(a). Durch weitere Verfeinerung im Bereich der erzeugten Stufe wuchs das Netz auf 46 584 320 Zellen. Die Lage der Stufe entsprach exakt jener aus dem Experiment, die Höhe wurde dort jedoch nicht genau spezifiziert. Es wurden daher Simulation mit sukzessive gesteigerter Höhe durchgeführt bis sich hinter der Stufe Wirbel bildeten, vgl. Abb. 2.107(b). Ein Vergleich der erzielten Ergebnisse erfolgt in Abb. 2.108. Die Momentaufnahmen bei maximaler Stromaufposition des oberen Stoßes zeigen, dass sich das Bewegungsverhalten des Stoßsystems von jenem der LES ohne Stufe unterscheidet. Insbesondere verlässt der

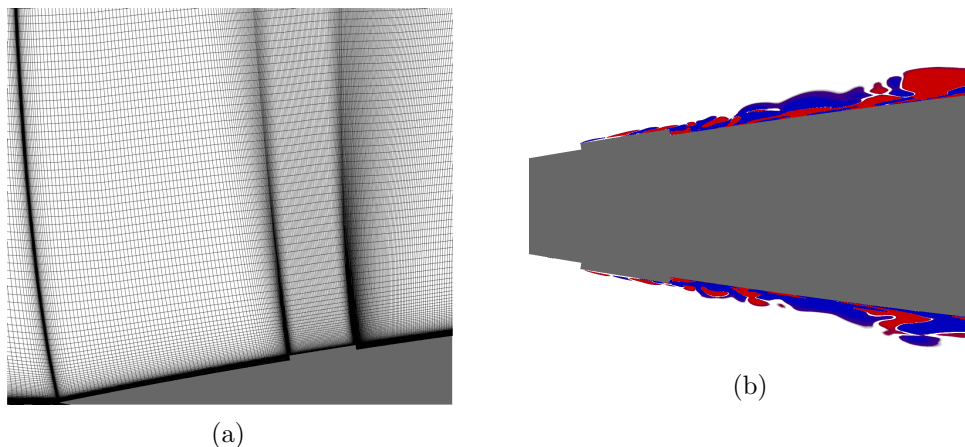


Abbildung 2.107.: (a) Rechenetz mit Stufe nahe der Vorderkante für die *large eddy simulation*. (b) Entstehende Wirbel hinter der Stufe während der *large eddy simulation*, visualisiert durch farb-kodierte Wirbelstärke.

Stoß in der Stromaufbewegung das Rechengebiet nicht, sondern wandert wieder zurück. Die maximale Auslenkung ist zudem geringer. Qualitativ ähnelt das Verhalten daher jenem aus den voll turbulenten Simulationen. Die Höhe der Stufe hat allerdings einen direkten Einfluss auf die Dynamik der Stoßbewegung. Eine weitere LES mit einer um 50 % erhöhten Stufe zeigte, dass die mittlere Stoßlage weiter in Richtung Hinterkante verschoben wurde. In Abb. 2.108(d) wird die Grenzschichtdicke zu einer stationären Vorrechnung mit RANS Modell, auf dem Netz der LES, mit entsprechenden Auswertungen der LES verglichen. Für die RANS Rechnung ist der Stoß in mittlerer Lage zu erkennen. Zur Auswertung der LES wurden hingegen gleitende zeitliche Mittelungen verwendet, so dass hier keine instantanen Positionen sichtbar sind. Die Darstellung in Abb. 2.108(d) wurde an Stellen bereinigt, an denen die Grenzschichtauswertung keine sinnvollen Werte lieferte. Deutlich zu sehen ist eine Reihenfolge bzgl. der Grenzschichtdicke vor dem Stoß, angefangen bei der LES auf einem normalen Rechengebiet, über die LES mit anwachsender Stufenhöhe, bis hin zur RANS Simulation. Im Bereich des Stoßes fallen alle Kurven zusammen. Dahinter zeigt sich ein unterschiedliches Verhalten zwischen RANS und LES, das aber unabhängig von der Stufe ist. Zusammenfassend erscheint die Grenzschichtdicke für die erhöhte Stufe am besten zum RANS Ergebnis zu passen, die Intensität der Stoßbewegung ist dann jedoch zu gering. Die final verwendeten Stufen waren mit 1.4 mm bzw. 2.1 mm auch unrealistisch hoch. Zielführender und weniger aufwändig wäre die Erzeugung einer synthetisch turbulenten Strömung direkt am Eintritt des Gebietes gewesen. Entsprechende Randbedingungen sind allerdings erst kürzlich in TRACE implementiert worden.

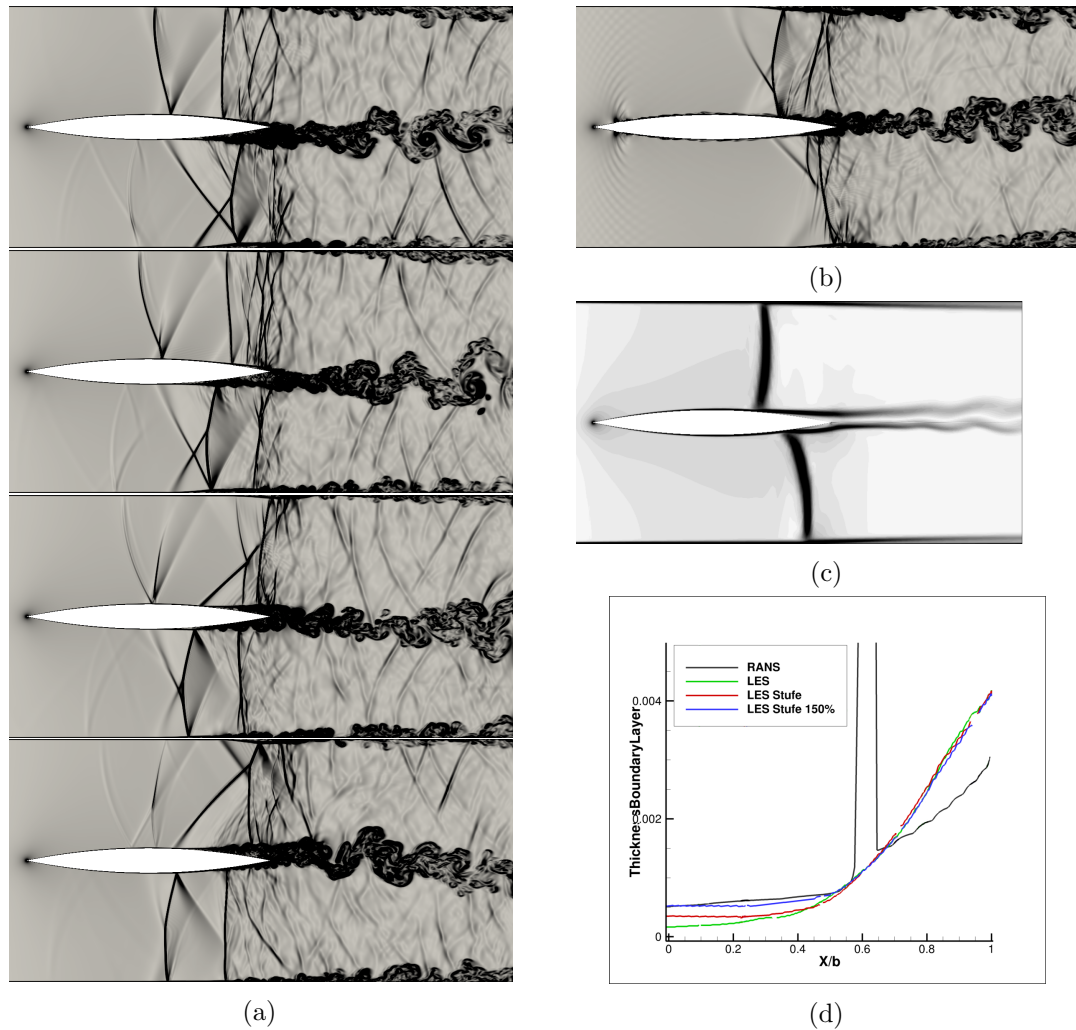


Abbildung 2.108.: (a)–(c) Instantane Aufnahmen des Strömungszustandes mit durch Graustufen dargestellter Norm des Dichtegradienten. (a) 4 Aufnahmen einer *large eddy simulation* während eines halben Zyklus der Stoßwanderung. Maximale Stromaufposition des Stoßes für (b) eine *large eddy simulation* mit Stufe auf dem Profil und (c) eine URANS Rechnung mit Menter SST $k-\omega$ Turbulenzmodell aus Abb. 2.101(b). (d) Vergleich der Grenzschichtdicke aus einer RANS Simulation und verschiedenen LES.

Experimente mit Harmonic Balance Da das *Harmonic Balance* Verfahren im bislang gewohnten Kontext nicht für derartig große Stoßbewegungen wie in diesem Testfall einge-

setzt wurde, war ein Test von Interesse. Hierbei zeigte sich eine typische Schwierigkeit im Zusammenhang der Initialisierung. Wird, wie im Kontext der Turbomaschinen üblich, eine stationäre Ausgangslösung gewählt, so ist diese im hiesigen Fall ein perfekt symmetrischer Zustand. Das Residuum der mittleren Strömungslösung ist niedrig und die Residuen der höheren Harmonischen sind exakt Null, da sie in mit Null initialisiert werden. Die Situation ist vergleichbar mit dem Zylinder-Testfall in Abschnitt 2.2.3.2. Dort finden sich jedoch nach einiger Rechenzeit auch in der mittleren Strömungslösung kleine Fluktuation und fortan wachsen die Amplituden der höheren Harmonischen. Ein derartiges Verhalten konnte hier nicht beobachtet werden. Selbst bei einer künstlich generierten asymmetrischen Ausgangslösung kehrte das Verfahren zum symmetrischen Zustand zurück. Um es dennoch testen zu können, wurde die instationäre Lösung des Zeitbereichsverfahrens als Fourier-Datensatz gespeichert, der im *Harmonic Balance* Verfahren zur Initialisierung aller passenden Harmonischen genutzt werden kann. Von diesem Zustand aus war die Simulation erfolgreich. Bemerkenswerterweise genügten bereits zwei höhere Harmonische um die Stoßbewegung qualitativ gut wiederzugeben. In Abb. 2.109 sind Rekonstruktionen

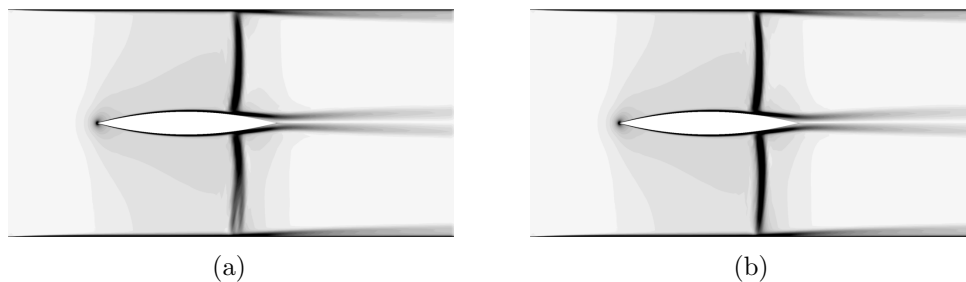


Abbildung 2.109.: Rekonstruierter Strömungszustand aus Resultaten der *Harmonic Balance* Methode unter Verwendung des Wilcox $k-\omega$ Turbulenzmodells sowie (a) einer und (b) zweier höherer Harmonischer.

des Strömungszustands zu einem festen Zeitpunkt aus den Resultaten zweier *Harmonic Balance* Simulationen mit dem Wilcox $k-\omega$ Turbulenzmodell zu sehen. Während der Stoß bei Verwendung nur einer höheren Harmonischen undeutlich und verschmiert erscheint, ist er bei Verwendung zweier Harmonischer bereits scharf abzugrenzen.

Fazit Der Testfall zeigt ein selbstinduziertes, hoch komplexes Strömungsphänomen, das zudem auch relevant für Turbomaschinen ist. Es wurde eine umfangreiche Parameterstudie durchgeführt, die schlußendlich das Turbulenzmodell als einzig signifikant identifizierte. Unter Verwendung des Spalart-Allmaras Modells war eine sowohl qualitativ als auch quantitativ gute Wiedergabe möglich. Die Simulation im voll dreidimensionalen Modell erwies sich als schwierig. Nur das Menter SST $k-\omega$ Modell zeigte ein instationäres Verhalten, passte im Ergebnis aber nicht zum q3D-Fall und den Experimenten. Die skalenauflösenden Simulationen ermöglichten einen interessanten Einblick, führten aufgrund der

laminaren Anströmung aber zu einem gänzlich anderen Verhalten. Schließlich konnte das *Harmonic Balance* Verfahren mit einer Initialisierung aller Harmonischer das Phänomen ebenfalls wiedergeben.

2.2.3.6. Ablöseblase am T106C Turbinengitter

In diesem Testfall wird die Schaufel einer realen Niederdruckturbine untersucht. Für den untersuchten Betriebspunkt kommt zu einer periodischen Ablösung auf der Saugseite. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in der Masterarbeit [77], die im Rahmen diesen Projektes erstellt wurde.

Beschreibung des Testfalls Beim T106 handelt es sich um ein von *MTU Aero Engines* entworfenes Profil für eine Niederdruckturbine. In Gitterwindkanälen wurden korrespondierende Profilschnitte unter der Bezeichnung T106C untersucht, u. a. in [56, 102, 91]. Auch von Seiten der CFD hat der Testfall bereits zahlreiche Beachtung gefunden, u. a. im Kontext von RANS in [85], *Large Eddy Simulation* (LES) mittels Finite Volumen und *Discontinuous Galerkin* (DG) Methoden in [94, 15], sowie *Direct Numerical Simulation* (DNS) in [92, 25]. Der Fokus der Arbeiten liegt auf der adäquaten Vorhersage der Schaufeldruckverteilung, des laminar-turbulenten Umschlags in der Grenzschicht und des Ablösepunktes. Bei nicht skalenauflösenden numerischen Verfahren kommen hierzu Transitionsmodelle zum Einsatz. In TRACE steht das etablierte γ - Re_θ -Modell [90] zur Verfügung sowie eine Eigenentwicklung aus [86]. Bei einem Betriebspunkt um $\text{Re} = 80\,000$ pulsiert die Ablöseblase periodisch, siehe Abb. 2.110(a).

Eignung des Testfalls Zuvorderst handelt es sich um eine realitätsnahe Geometrie, die für eine Turbine entworfen wurde. Des Weiteren liegt eine selbstinduzierte, periodische Instabilität vor. Aufgrund der Vorarbeiten und der Kooperation mit *MTU Aero Engines* war ein vollständiges, funktionsfähiges CFD Modell bereits vorhanden. Auch wenn die Geometrie umfangreich in Experimenten untersucht wurde, gibt es keine zeitlich aufgelösten Messungen, die auf die periodische Ablösung schließen lassen. Weitere Instabilitäten, z. B. aeroelastische, sind nicht bekannt.

Numerische Umsetzung des Testfalls Das Rechengitter ist in Abb. 2.110(b) zu sehen. An der Hinterkante und im Bereich des Nachlaufs wurde eine feinere Auflösung verwendet. Die erste Zellgröße am Profil in Normalenrichtung wurde so gewählt, dass die dimensionslose Kenngröße für den Wandabstand y^+ stets kleiner als 1 war. In der dritten Raumrichtung kam nur eine Zelle zum Einsatz. Außenflächen in dieser Richtung wurden als reibungsfreie Wände modelliert. In vertikaler Richtung wurden periodische Randbedingungen verwendet, um die Verhältnisse im Gitterwindkanal mit mehreren Profilen in einer Kaskade nachzustellen. Insgesamt hatte das verwendete Netz 16 824 Zellen. Alle Details zu den Einstellungen von TRACE sind in Anhang A.6 aufgeführt.

Ergebnisse der rein aerodynamischen Simulation Die Simulation war mit den gewählten Einstellungen erfolgreich, insbesondere konnte bei der bekannten Reynoldszahl die pulsierende Ablöseblase gezeigt werden, vgl. Abb. 2.110(a). Die Einstellung des hierzu notwen-

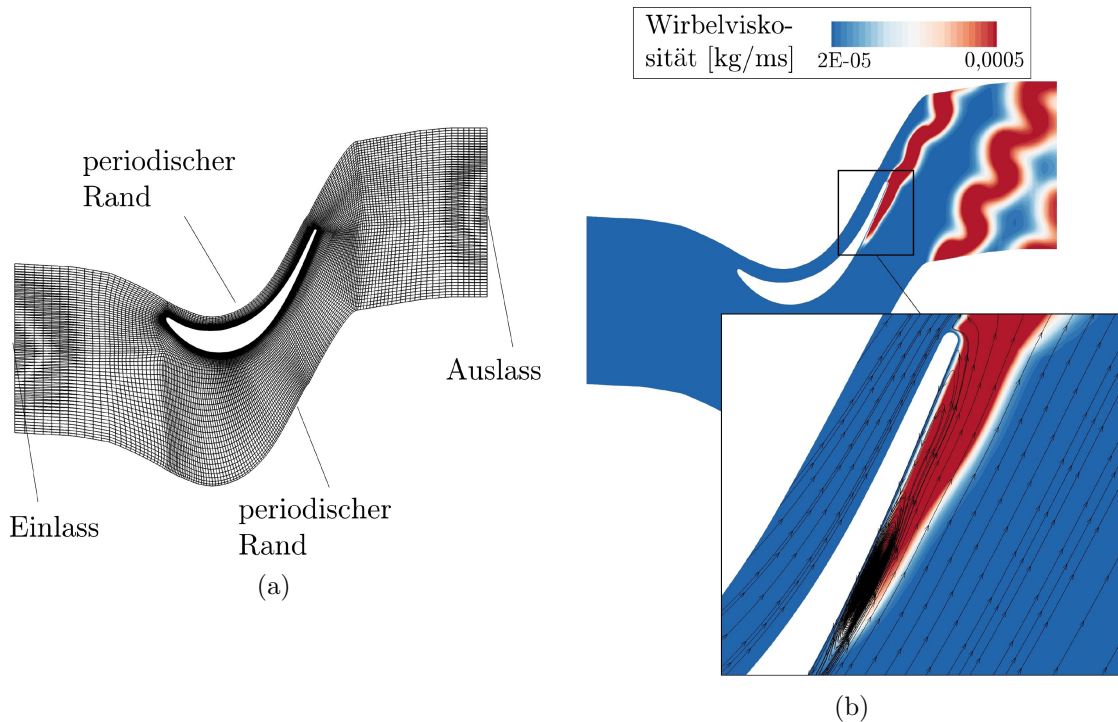


Abbildung 2.110.: (b) Rechennetz zum T106C Turbinengitter. (a) Pulsierende Ablösung in der Simulation mit TRACE, dargestellt durch farbige Wirbelviskosität und Stromlinien.

digen Betriebspunktes erwies sich als diffizil. So war es mit anderen Randbedingungen als den in Anhang A.6 genannten nicht möglich zu einer instationären Strömungsinstabilität zu gelangen. Dieser Aspekt wurde nicht weiter untersucht. Für einen Bereich von unterschiedlichen Reynoldszahlen, eingestellt durch variierenden Gegendruck, wurde jeweils die Frequenz der auftretenden Störung mittels Messpunkten im Nachlauf bestimmt. Das Ergebnis zeigt Abb. 2.112(a). Wie auch schon in den akademischen Testfällen lässt sich ein lineares Verhalten erkennen, entsprechend einer konstanten Strouhalzahl.

Ergebnisse unter vorgegebener Schwingung Für das T106 Profil sind keine Beeinträchtigungen in Folge von starken Schwingungen bekannt. Nichtsdestotrotz kann in einem numerischen Versuch die Auswirkung einer, wenn auch nicht realistischen, Schaufelschwingung auf die Strömung untersucht werden. Die beobachtete Strömungsinstabilität übt Kräfte auf die Hinterkante des Profils aus. Daher wurde für die aeroelastischen Untersuchungen eine künstliche Torsionsmode vorgeschrieben, die auf einem Schaufelschnitt wie hier einer Drehung entspricht. Abbildung 2.111(a) zeigt den Drehpunkt und eine

exemplarische Verformung. Es wurde eine Serien von Simulationen durchgeführt, bei

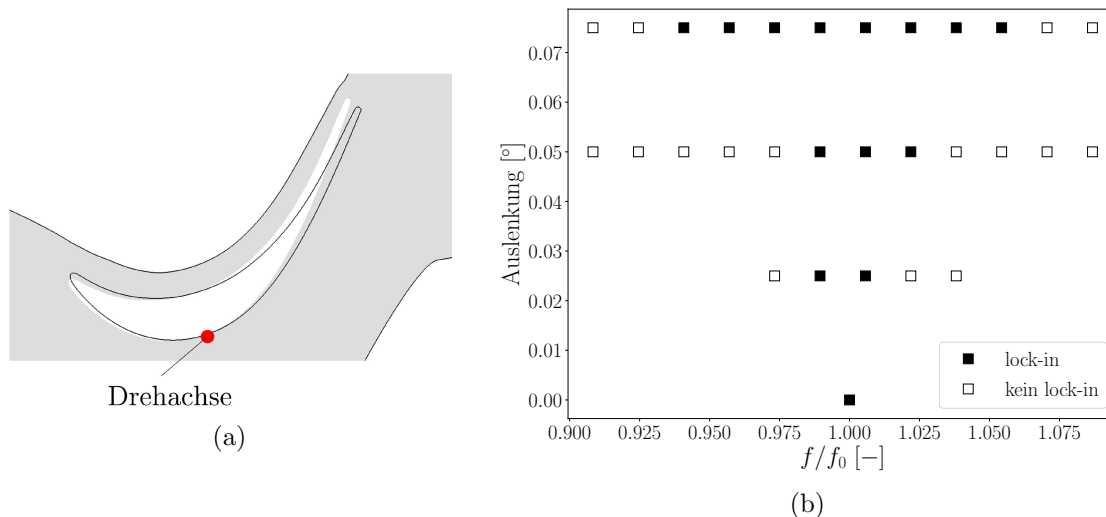


Abbildung 2.111.: (a) Skizze der synthetischen Eigenmode. (b) Von TRACE ermittelte Kombinationen aus Frequenz und Amplitude, an denen ein lock-in Effekt auftritt.

denen die Mode mit vorgegebenen Frequenzen und Auslenkungen bewegt wurde. Mittel der Frequenzanalyse an Messpunkten im Nachlauf wurde jeweils bestimmt ob sich die Strömung der Schaufelbewegung angeglichen hatten. Das Ergebnis zeigt Abb. 2.111(b). Erneut ist eine charakteristische V-Form zu erkennen, wenn auch nicht mit gleichmäßig ansteigenden Flanken.

Ergebnisse der gekoppelten Rechnungen Da gezeigt wurde, dass eine erzwungene Schwingung das beobachtete Strömungsphänomen signifikant beeinflussen kann, war auch eine gekoppelte Simulation von Interesse. Für das Profil lagen jedoch keine Materialparameter vor. Zudem ist nicht bekannt, dass unter realistischen Bedingungen erhebliche Vibrationen auftreten könnten. Für die numerischen Untersuchungen wurden die Parameter des modalen Bewegungsmodells daher frei gewählt und so angepasst, dass das Schaufelmodell von den hier wirkenden Kräften tatsächlich angeregt werden konnte. Abbildung 2.112(b) zeigt den Vergleich mit der zuvor durchgeführten Serie von rein aerodynamischen Simulationen. Das klassische Frequenzplateau stellt sich in der Umgebung von $Re = 80000$ ein. Es erfolgt sowohl ein vorzeitiger Sprung von einer niedrigeren Frequenz aus als auch ein späterer Sprung hin zu einer höheren Frequenz. Passend dazu zeigt Abbildung 2.112(b) die Amplitude, die ihren maximalen Wert bei $Re = 80086$ erreicht und in der Umgebung exponentiell abfällt.

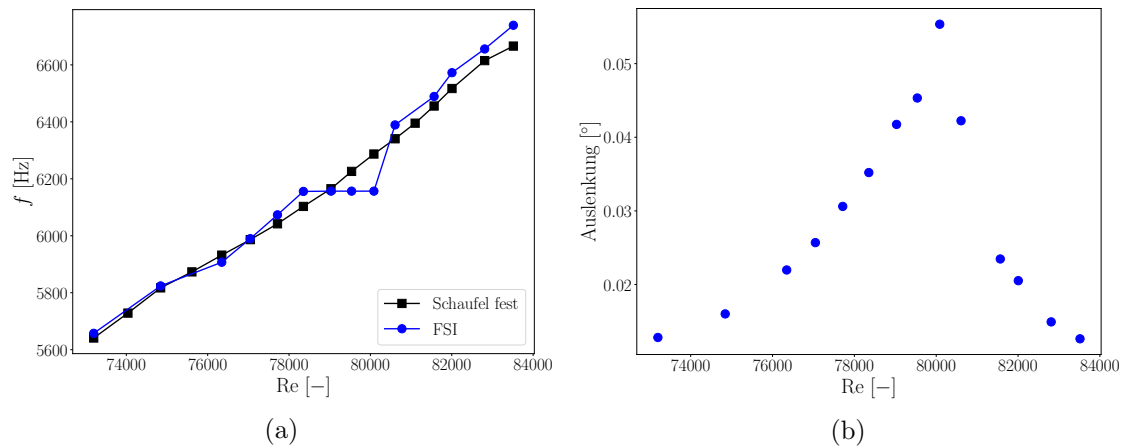


Abbildung 2.112.: Von TRACE ermittelte Frequenzen (a) und Auslenkungen der Torsionsmode (b) in Abhängigkeit von der Reynoldszahl.

Fazit Der Testfall demonstriert die Anwendbarkeit der erarbeiteten Methodik zur Erfassung von nicht synchronen Schwingungen anhand einer realistischen Geometrie, die in Turbomaschinen zum Einsatz kommt. Eine Validierung war nicht möglich, da keine Messdaten zur periodischen Ablösung vorliegen. Es kamen frei gewählte Parameter für die Aeroelastik zum Einsatz, da im realen Testfall keine kritischen Schwingungen beobachtet wurden.

2.2.3.7. Spaltwirbel am Rotor 4

In diesem Testfall wird ein experimenteller Verdichter betrachtet, bei dem es über den Rotorschaukeln zu einem Spaltwirbel kommt, der zu aeroelastischer Anregung führen kann.

Beschreibung des Testfalls Im Rahmen einer Kooperation zwischen der MTU Aero Engines AG und der Technischen Universität Darmstadt wurden seit 1994 Verdichter im eigens aufgebauten *Transonic Compressor Test Rig* an der TU Darmstadt getestet. 2004 war eine nach den vorangehenden Kampagnen bereits optimierte Konfiguration aus *Rotor 4* und *Stator 2* Gegenstand der Untersuchungen. Dabei traten im Teillastbereich nahe der aerodynamischen Stabilitätsgrenze unerwartet heftige Vibrationen auf, die im Rahmen der Messreihe jedoch nicht weiter analysiert werden konnten. Mittels des *berührungslosen Schaufelschwingungsmesssystems* (BSSM) wurde die erste Torsionsmode bei ca. 2 kHz als ursächlich identifiziert. Die Masterarbeit [109] widmet sich dem Fall und präsentiert numerische Ergebnisse, die mit den stationären und linearisierten Methoden aus TRACE gewonnen wurden.

Eignung des Testfalls Der Testfall stellt eine repräsentative Geometrie eines industriellen Verdichters dar. Die im Experiment beobachteten Schwingungen waren von kritischer Stärke und traten an einem nicht erwarteten Punkt im Kennfeld auf. Insofern ist es von großem Interesse das zugrundeliegende Phänomen numerisch vorhersagen zu können, auch wenn nicht klar ist, ob es sich um ein NSV Phänomen im Sinne dieses Projektes handelt. Der Fall wurde seitens MTU Aero Engines AG bereits numerisch betrachtet, so dass ein vollständiges Modell vorlag. Da die Schwingungen überraschend auftraten und keine weiteren Untersuchungen möglich waren, lagen keine Daten zur Validierung vor.

Numerische Umsetzung des Testfalls Ein numerisches Modell war bereits vorhanden und wurde von MTU Aero Engines AG zur Verfügung gestellt. Die Konfiguration besteht aus einer Reihe mit Einlass und Rotor und einer Reihe mit Stator, vgl. Abb. 2.113. Die Schaufelgeometrien wurden durch *white light scans* der im Experiment verwendeten Schaufeln erhalten. Hiermit wollte man sicherstellen, dass für die numerischen Untersuchungen exakt die gleiche Form wie im Experiment vorlag und nicht eine aus dem Entwurfsprozess, die sich durch Abweichungen in der Fertigung von der realen hätte unterscheiden können.

Im untersuchten Teillastbereich beträgt die Drehzahl 80 % der nominalen am Auslegungspunkt. Bei der Vernetzung wurde darauf geachtet, dass die dimensionslose Kenngröße für den Wandabstand y^+ stets kleiner als 1 war. Es kamen 1 709 760 bzw. 1 103 520 Zellen in den jeweiligen Reihen pro Passage zum Einsatz. Darüber hinaus wurde eine weitere Geometrie mit noch feinerer Auflösung im Rotor erstellt. Hier kamen 6 376 832 Zellen pro Passage im Rotor zum Einsatz. Für die aeroelastischen Untersuchungen wurde die

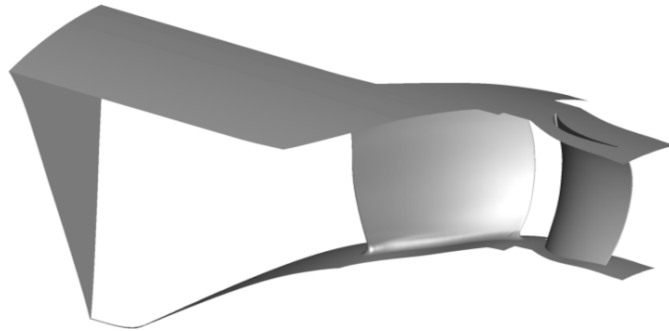


Abbildung 2.113.: CFD-Konfiguration aus *Rotor 4* und *Stator 2*.

betreffende Eigenmode ebenfalls zur Verfügung gestellt. Alle Details zu den Einstellungen von TRACE sind in Anhang A.7 aufgeführt.

Ergebnisse der stationären Vorrechnung Zunächst wurden stationäre Rechnungen bis zur Stabilitätsgrenze durchgeführt. Die Ergebnisse sind im Kennfeld in Abb. 2.114 zu sehen. Die stationären Rechnungen auf dem verfeinerten Netz belegen, dass es durch die veränderte Auflösung nicht zu einer Abweichung der Betriebspunkte kommt. Schließlich ist ein Punkt aus den im Folgenden beschriebenen instationären Simulationen gezeigt. Dies ist der nächste Punkt an der Stabilitätsgrenze, der simuliert werden konnte. Die

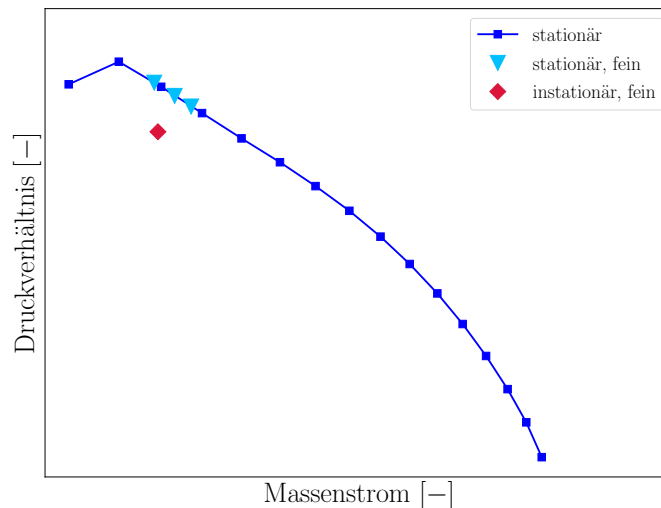


Abbildung 2.114.: Verdichter-Kennfeld im untersuchten Teillastbereich aus stationären Vorrechnungen und schließlich untersuchter Betriebspunkt bei der instationären Simulation.

Tatsache, dass instationäre Simulationen weniger weit in Richtung der Pumpgrenze erfolgreich sind, ist bekannt. Diesen Umstand zu verbessern ist Gegenstand aktueller und zukünftiger Arbeiten.

Abbildung 2.115 zeigt Visualisierungen des Strömungszustands in der Nähe der Pumpgrenze aus den stationären Simulationen. In Abb. 2.115(a) ist auf einem S1-Schnitt im

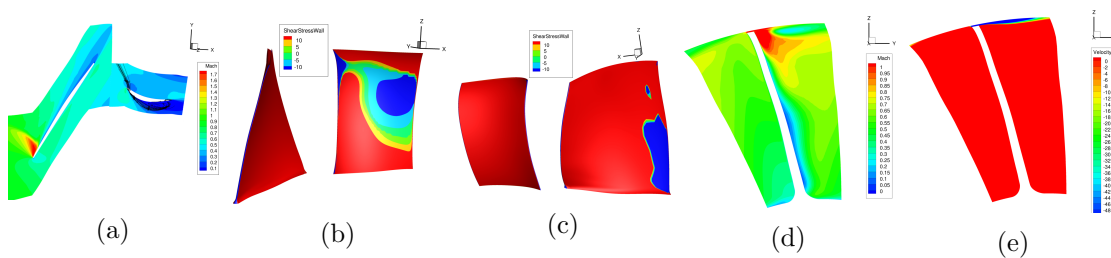


Abbildung 2.115.: Ergebnisse der stationären Simulation mit TRACE nahe der Stabilitätsgrenze, vgl. Abb. 2.114: (a) S1-Schnitt mit Machzahl und Stromlinien am Stator, (b) Schaufeloberflächen aus Richtung der Druckseite des Rotors mit Wandschubspannung, (c) Schaufeloberflächen aus Richtung der Saugseite des Rotors mit Wandschubspannung, (d) S3-Schnitt nahe der Vorderkante der Rotorschaukel mit Machzahl, (e) S3-Schnitt nahe der Vorderkante der Rotorschaukel mit axialer Geschwindigkeit.

oberen Bereich der Schaufeln zum einen der Verdichtungsstoß zu sehen, zum anderen die Ablösung am Stator. Letztere erstreckt sich über einen, auch in radialer Richtung, großen Bereich der Statorschaufel, der in Abb. 2.115(b) anhand der negativen Wandschubspannung zu erkennen ist. In [109] wird dies für die ungenügend genaue Vorhersage der Stabilitätsgrenze durch die CFD verantwortlich gemacht. Auch auf der Saugseite der Rotorschaukel findet sich ein kleines Ablösegebiet im unteren Bereich der Schaufel hinter der Vorderkante, das in Abb. 2.115(c) und 2.115(d) zu sehen ist. Schließlich zeigt Abb. 2.115(e) ein Rückströmgebiet am Gehäuse infolge der Spaltströmung.

Ergebnisse der rein aerodynamischen Simulation Um die gesamte Konfiguration instationär simulieren zu können, wäre aufgrund von teilerfremden Schaufelzahlen ein Vollkranz-Modell nötig, das jedoch zu rechenintensiv wäre. Da die Vibrationen im Rotor auftraten, war es sinnvoll, diesen isoliert zu betrachten. Unter der Annahme eines periodischen Strömungszustandes in Umfangsrichtung war es ausreichend, eine Passage zu simulieren. Als Randbedingung am Austritt des Rotors wurde ein radiales Profil vorgeschrieben, das aus der zugehörigen, konvergierten stationären Vorrechnung stammte. Im Ergebnis trat keine signifikante Fluktuation auf, die Strömung blieb in einem stationären Zustand. Unterschiedliche Turbulenzmodelle, Varianten von Modifikationen und Einstellungen der Zeitintegrationsverfahren brachten keine Änderung.

Mit einem gemischten instationär-stationären Ansatz war es schließlich möglich, eine signifikante Fluktuation im Rotor stabil zu simulieren. Hierbei wurde der Rotor instationär simuliert, während für den Stator das stationäre Verfahren zum Einsatz kam. Am Übergang von Rotor zu Stator kommt hierbei eine Mischungsebene zum Einsatz. Ein Grund für das im Vergleich zum isolierten Rotor anderen Verhalten könnte sein, dass die Randbedingungen ein zeitliches Mittel erzwingen und dieses auf Basis der eingestellten Frequenz gebildet wird. Da hier, und bei NSV Problemen generell, die Frequenz der potentiellen Störung unbekannt war, wurde als Frequenz die Schaufeldurchgangsfrequenz gewählt, die jedoch weit von der schließlich gefundenen abwich. Beim gemischten instationär-stationären Ansatz werden an der Mischungsebene zwar ebenso Mittelwerte vorgeschrieben, diese sind jedoch durch die nachgelagerte Reihe im Laufe der Simulation variabel.

Aufgrund der feinen Auflösung im Rotor war es möglich, zeitweilig auch ein DDES-Verfahren (*Delayed Detached Eddy Simulation*) zum Einsatz zu bringen, bei dem durch ein Überblendungsfunktional Teile der Strömung skalenauflösend simuliert werden während für den Rest der URANS-Ansatz verfolgt wird. Abbildung 2.116 zeigt den bei diesen Experimenten erzielten Spaltwirbel in der Passage zwischen den Rotorschaukeln. Das

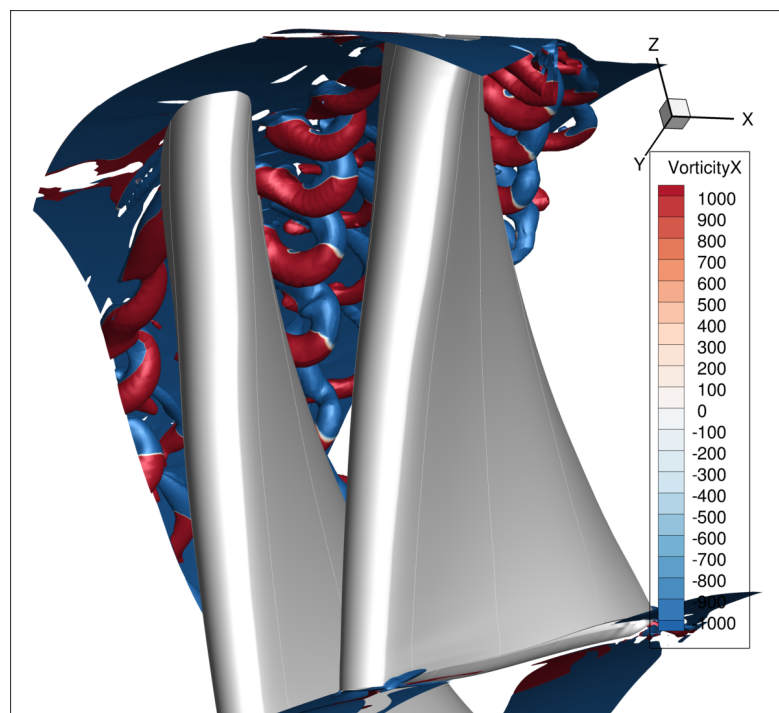


Abbildung 2.116.: Visualisierung des Spaltwirbels in der Passage des Rotor 4 als λ_2 -Isofläche, farb-kodiert mit der Wirbelstärke.

Ergebnis ist bemerkenswert, da [109] zu dem Schluss kommt, dass nicht ein Spaltwirbel, sondern ein Ablösegebiet auf der Saugseite des Rotors in Folge des einfallenden Verdichtungsstoßes und dessen Interaktion mit der Grenzschicht treibende Kräfte einer instationären Strömung sind. Wie eingangs erwähnt, wurden die Rechnungen dort jedoch mit einem linearisierten Verfahren durchgeführt, das ausgehend von einem stationären Zustand nur für geringe Störungen geeignet ist und damit die hier gefundene Strömung potentiell nicht darstellen kann.

URANS-Simulationen fielen in Bezug auf festgestellte Fluktuationen und deren Frequenzen vergleichbar aus und wurden aufgrund der geringeren Berechnungskomplexität schließlich anstatt der DDES-Simulationen eingesetzt. Die Frequenz der Störungen in der Strömung wurde anhand von Messpunkten in der Passage nahe des Gehäuses bestimmt. Ebenso wurden die auf die Schaufel einwirkenden zeitlichen Kräfte analysiert. Beide Signale zeigten dieselben dominanten Frequenzen. In Abb. 2.117(b) sind diese für unterschiedliche Drehzahlen aufgetragen. Zunächst ist festzustellen, dass diese äußerst nah an der im Experiment festgestellten Frequenz liegen. Des weiteren ist zu sehen, dass die Frequenz mit der Drehzahl steigt. Schließlich zeigt sich, dass das numerische Signal in der Nähe von 80 % Drehzahl zunehmend verrauscht wird. Abbildung 2.117(a) gibt einen Vergleich des Verlaufs der auf die Schaufel wirkenden Kraft für 77 % und 80 % Drehzahl. Für die niedrigere Drehzahl ist das Signal gleichförmig und ähnelt einer Sinus-Schwingung. Für die höhere Drehzahl nimmt die Amplitude zu und das Signal wird von zusätzlichen Fluktuationen überlagert. In dieser Situation ist die Ermittlung der dominanten Frequenz nicht mehr einfach möglich. Für die Analyse wurden daher Periodendauern über das gesamte Signal berechnet, gemittelt und zusätzlich das 95 %-Konfidenzintervall bestimmt, vgl. Abb. 2.117(b).

Ergebnisse der gekoppelten Rechnungen Die numerisch gefundene Störung zeigte die korrekte Frequenz, welche nicht synchron und für Flattern untypisch ist. Die Störungen im Experiment erzeugten Vibrationen mit kritischen Amplituden, aber es konnte nicht geklärt werden, ob ein NSV Phänomen vorlag. Um dies numerisch zu überprüfen wurde eine gekoppelte Simulation aufgesetzt. Die aeroelastischen Parameter hierzu wurden von MTU Aero Engines AG zur Verfügung gestellt. Um einen potentiell relevanten Drehzahlbereich abzudecken wurden mehrere Simulationen mit variierender Drehzahl durchgeführt. Abbildung 2.117(b) zeigt die schließlich ermittelten Frequenzen. Die zunächst mit der Drehzahl steigende Kurve zeigt um 80 % einen abflachenden Trend. Allerdings liegt der Wert für die rein aerodynamische Simulation ganz in der Nähe, jedoch behaftet von einem weitaus größeren Fehler. Insgesamt konnte aus den erhaltenen Daten kein lock-in Phänomen gefolgert werden.

Fazit Rotor 4 im *Transonic Compressor Test Rig* zeigt ein interessantes und für den Triebwerksbau hochgradig relevantes, selbstinduziertes Strömungsphänomen. Im Rahmen

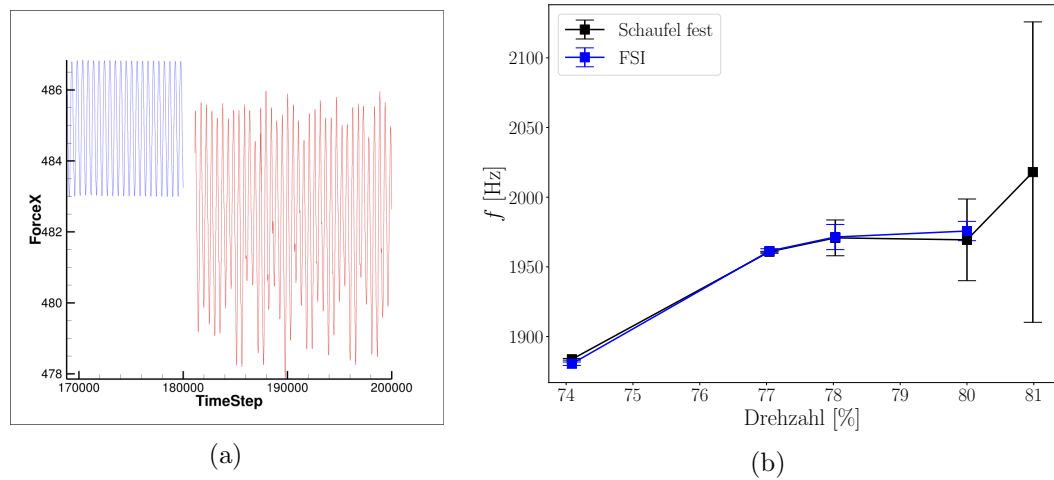


Abbildung 2.117.: (a) Vergleich der auf die Schaufel wirkenden Kraft über die Zeit für 77 % (blau) und 80 % (rot) Drehzahl. (b) Vergleich der ermittelten dominanten Frequenzen mit 95 %-Konfidenzintervallen für rein aerodynamische und gekoppelte Simulationen unter Variation der Drehzahl.

des Projektes gelang es erstmals mit dem instationären Zeitbereichsverfahren den Spaltwirbel und die davon ausgehende Anregung der Schaufel nachzuweisen. Dabei passte die Frequenz zu der im Experiment gemessenen. Eine weitergehende Validierung war aufgrund von fehlenden Messdaten im Teillastbereich nicht möglich. Mit steigender Drehzahl trat neben der periodischen Schwankung eine weitere, vermeintlich stochastische, Fluktuation auf, die eine präzise Ermittlung der Frequenz verhinderte. Gekoppelte Rechnungen führten zu geringfügig unterschiedlichen Resultaten, aus denen jedoch kein lock-in gefolgert werden konnte.

2.2.3.8. Umlaufende Störung im FUTURE Verdichter

In diesem Testfall tritt in einem Forschungs-Verdichter eine umlaufende Störung und eine Reiheninteraktion auf. Dabei werden die Rotorscheaufeln aeroelastisch angeregt und es kommt zu nicht synchronen Schwingungen.

Beschreibung des Testfalls Im Rahmen des EU-Forschungsprogramms *Flutter-Free Turbomachinery Blades*¹ (FUTURE) wurde u. a. an der Technischen Universität Darmstadt im *Transonic Compressor Test Rig* ein 1,5-stufiger Verdichter untersucht. Dieser bestand aus einem Vorderleitrad mit verdrehbaren Schaufeln, dem speziell entworfenen *Rotor 6* und dem bereits erprobten *Stator 1*. Das unkonventionelle Ziel des Rotorentwurfs für dieses Projekt war es, anfällig für Flattern zu sein. Die zuvor durch numerische Simulationen ermittelten kritischen Punkte bei voller Drehzahl zeigten jedoch keinerlei derartige Vibrationen. Als stattdessen der Teillastbetrieb untersucht wurde, traten bei einem Manöver mit um -25° maximal verstellten Schaufeln im Vorderleitrad heftige Vibrationen über große Drehzahlbereiche auf. In [57] werden die zugrundeliegenden Mechanismen anhand der umfangreichen Messungen analysiert. Aufgrund der Verdrehung der Schaufeln im Vorderleitrad kommt es zum Wirbelablösen, welches im folgenden Rotor eine Bewegung der Verdichtungsstöße auf den Schaufeln auslöst. Dies kann die Eigenschwingung anregen und es kommt zu einem lock-in. Schließlich bildet sich ein umlaufendes Muster in den beiden Reihen mit, je nach Drehzahl, unterschiedlichen Knotendurchmessern. Die zentralen Erkenntnisse sind, dass die Vibrationen nicht synchron zur Drehzahl auftretenden, aber auch nicht exakt auf den Eigenfrequenzen liegen. Des weiteren ändert sich die Frequenz sprunghaft in drei Stufen. Aus den Beobachtungen leiten die Autoren nach Camp [24] eine akustische Resonanz in Folge von Wirbelablösen, in Abgrenzung zu rotierendem Strömungsabriss, als Ursache ab.

Eignung des Testfalls Der Testfall zeigt ein hochinteressantes Strömungsphänomen mit umlaufenden Störungen und Reiheninteraktion in einer realen Turbomaschinenkonfiguration. Sämtliche Kriterien an Testfälle, die in diesem Projekt erwünscht waren, sind erfüllt. Der Fall wurde zudem an der TU Darmstadt bereits numerisch betrachtet, so dass ein vollständiges Modell bereits vorlag.

Numerische Umsetzung des Testfalls Ein numerisches Modell war bereits vorhanden und wurde von der TU Darmstadt zur Verfügung gestellt. Die Konfiguration besteht aus einer Reihe mit Einlass und Vorderleitrad, einer Rotor-Reihe und einer Stator-Reihe, siehe Abb. 2.118(a). Diese bestehen aus 15, 21 bzw. 29 Schaufeln und pro Segment aus 669 824, 720 000 bzw. 1 757 920 Zellen. Im untersuchten Teillastbereich betrug die Drehzahl $11\,100 \frac{1}{\text{min}}$. Für die aeroelastischen Untersuchungen wurde eine Modalanalyse

¹www.future-project.eu

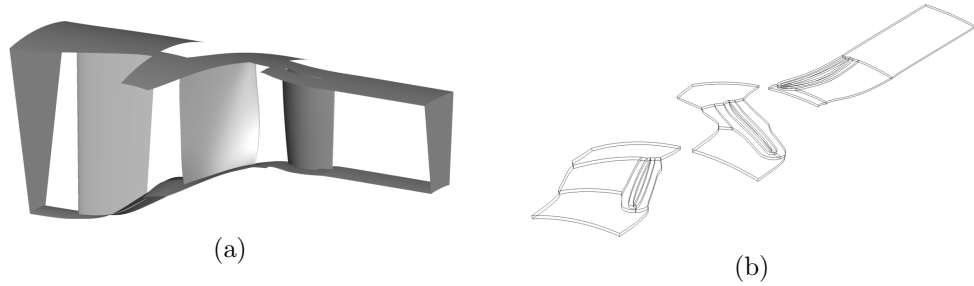


Abbildung 2.118.: CFD Modell: (a) Original, (b) Extrahiertes und neu vernetztes q3D-Modell.

mittels **Nastran** am DLR Institut für Aeroelastik durchgeführt, die ebenso wie in [57] die erste Schlagmode (1F) als dominant mit ähnlicher Frequenz auswies. Um einen vergleichbaren Betriebspunkt zu simulieren wurde das Kennfeld aus [57, Figure 4] als Referenz herangezogen. Abbildung 2.119(a) zeigt die von **TRACE** in stationären Simulationen ermittelten Werte für die Drehzahlen $11\,100$, $13\,000$, $14\,400 \frac{1}{\text{min}}$ mit jeweils variierendem Gegendruck. Aus den Ergebnissen folgte, dass das Menter SST $k-\omega$ Modell eine bessere

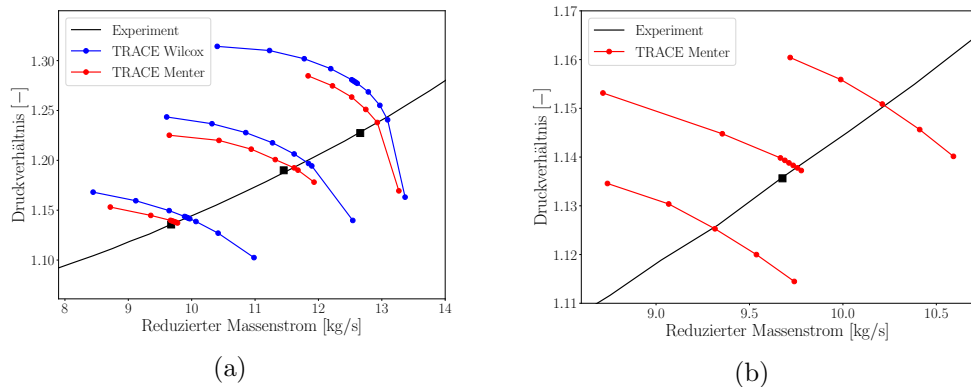


Abbildung 2.119.: Verdichter-Kennfeld mit experimentellen Werten des Manövers aus [57] und (a) Drehzahlkurven aus stationären **TRACE** Simulationen für die Drehzahlen $11\,100$, $13\,000$, $14\,400 \frac{1}{\text{min}}$, jeweils gerechnet mit Wilcox $k-\omega$ und Menter SST $k-\omega$ Turbulenzmodell, sowie (b) Drehzahlkurven zu $10\,600$, $11\,100$, $11\,600 \frac{1}{\text{min}}$ für das Menter SST $k-\omega$ Turbulenzmodell.

Übereinstimmung mit den im Experiment gemessenen Betriebspunkten lieferte. Die folgenden Untersuchungen wurden daher mit diesem Modell durchgeführt und zudem auf den Drehzahlbereich um $11\,100 \frac{1}{\text{min}}$ beschränkt, da hier in den Experimenten die stärksten Vibrationen auftraten. Abbildung 2.119(b) zeigt einen Ausschnitt des Kennfelds in diesem Bereich, ergänzt um Drehzahlkurven zu $10\,600$ und $11\,600 \frac{1}{\text{min}}$. Die Werte für den

Gegendruck mit den besten Übereinstimmungen wurden für die weiteren Simulationen verwendet.

Da in [57] von einem umlaufenden Muster berichtet wird und die Reihen im Verdichter teilerfremde Schaufelzahlen aufweisen, ist ein Vollkranz-Modell nötig um die Strömung numerisch im Zeitbereich entsprechend wiedergeben zu können. Dieses würde aus insgesamt 25 167 360 Zellen bestehen und wurde als zu rechenintensiv erachtet. Stattdessen wurde ein q3D-Modell erstellt. Die stationären Rechnungen zeigten, dass sich die Ablösung im Vorderleitrad über einen großen Bereich in radialer Richtung im oberen Teil der Schaufeln erstreckte. Daher wurde mit dem hauseigenen Werkzeug **PyMesh** eine Stromröhre zwischen 70 und 72 % relativem Massenstrom ausgeschnitten und vernetzt, siehe Abb. 2.118(b). Die Konfiguration besteht pro Segment aus 15 440, 16 978 bzw. 12 196 Zellen und im Vollkranz somit aus insgesamt 941 822 Zellen. Um mit dem reduzierten Modell einen möglichst ähnlichen Strömungszustand wie im vollen Modell auf einem entsprechenden Schnitt wiederzugeben, wurde eine Serie von stationären Rechnungen mit variierendem Gegendruck durchgeführt. Aus den Resultaten wurden Druckverteilungen auf Schaufelschnitten bestimmt und den entsprechenden Auswertungen des 3D-Resultats gegenübergestellt. Abbildung 2.120 zeigt den Vergleich für die beste gefundene Näherung. Dieser fällt insgesamt hinreichend gut aus und rechtfertigt die Verwendung des reduzierten

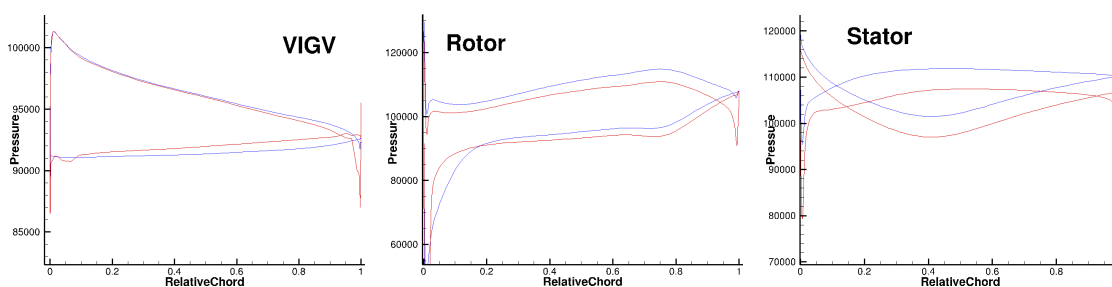


Abbildung 2.120.: Druckverteilung auf Schaufelschnitten durch die q3D- (blau) und 3D-Geometrie (rot) auf identischem Niveau.

Modells. Alle Details zu den Einstellungen von **TRACE** sind in Anhang A.8 aufgeführt.

Ergebnisse der rein aerodynamischen Simulation Die Simulation erfolgte schrittweise unter Hinzunahme weiterer Reihen. Die Randbedingungen wurden jeweils gemäß der stationären Vorrechnungen gesetzt. Zunächst wurde nur der Ring des Vorderleitrads simuliert. Die Ablösung an den steil angestellten Schaufeln, die bereits in den stationären Resultaten sichtbar war, fing an zu pulsieren und es stellte sich eine umlaufende Störung ein. Eine Analyse des Drucksignals an Messpunkten hinter einer Schaufel ergab eine Frequenz von 968 Hz, vgl. Tabelle 2.10. Durch eine räumliche Fourierzerlegung in Umfangsrichtung für einen instantanen Strömungszustand konnte ein zugehöriger Knotendurchmesser von 4 bestimmt werden. Eine Simulation nur des Rotorrings führte hingegen zu einer stationären

	f_{VIGV}	f_{Rotor}	ND
Experiment [57]	1007	450	3
TRACE nur Vorderleitrad	968	-	4
TRACE alle Reihen	672	1042	-2

Tabelle 2.10.: Ermittelte dominante Frequenz an Messpunkten nahe den Schaufeln des Vorderleitrads und des Rotors und zugehöriger Knotendurchmesser für die Simulationen mit TRACE im Vergleich zu dem Experiment in [57].

Strömung. Daraus konnte, in Übereinstimmung mit [57] geschlossen werden, dass die ablösende Strömung im Vorderleitrad die treibende Kraft hinter der instationären Strömung war. Bereits ohne Reiheninteraktion bildete sich durch Wechselwirkungen mit den benachbarten Schaufeln ein umlaufendes Muster. Dieses änderte sich als Vorderleitrad und Rotor gemeinsam betrachtet wurden, vgl. Tabelle 2.10. Die gemessenen Frequenzen ergaben dabei einen Knotendurchmesser von -2 , also ein doppelt so großes Intervall in Umfangsrichtung und eine relative Bewegung gegen die Rotationsrichtung im Rotor. Abbildung 2.121 zeigt die Strömung für ein Zwischenergebnis. Die Hinzunahme des Statorrings hatte keine weiteren Auswirkungen, die gemessenen Frequenzen und der Knotendurchmesser blieben wie bei der Vorderleitrad-Rotor Rechnung. Damit passten sie insbesondere nicht zu den experimentellen Resultaten aus [57]. Während die isolierte Simulation des Vorderleitrads noch bei Frequenz und Knotendurchmesser in der Nähe lag, zeigte die Mehrreihen-Simulation ein gänzlich anderes Bild. Ein detaillierter Vergleich der Strömung war mangels entsprechender experimenteller Daten nicht möglich. Die in [57] als ursächlich vermutete Bewegung des Verdichtungsstoßes kann aber in Abb. 2.121(b) nachvollzogen werden.

Ergebnisse unter erzwungener Schwingung Die rein aerodynamische Simulation führte nicht auf das gleiche Muster wie in den Experimenten. Dennoch ist es sinnvoll zu überprüfen, ob die Strömung auf eine vorgegebene Schwingung der Schaufeln reagiert. Hierzu wurde die ermittelte Mode auf alle Schaufeln des Rotors aufgeprägt, unter Vorgabe eines Phasendifferenzwinkels, der zur Schwingung des gesamten Kranzes mit dem angestrebten Knotendurchmesser von 3 führt. Die eigens durchgeführte Modalanalyse ergab eine Eigenfrequenz von 467 Hz, die hier verwendet wurde. Ein verbleibender Freiheitsgrad war die Amplitude der Schwingung, in Form eines Skalierungsfaktors für die Verschiebungsvektoren der Mode. Es wurde eine Serie von Simulationen durchgeführt, die in Tabelle 2.11 zusammengefasst wird. Es traten zwei unterschiedliche Paare von dominanten Frequenzen in Vorderleitrad und Rotor auf. Beide waren über den Knotendurchmesser 3 gekoppelt, welcher durch die Schaufelschwingung vorgegeben war. Für niedrige Amplituden wurde, jeweils über das Drucksignal an Messpunkten, 942 Hz im

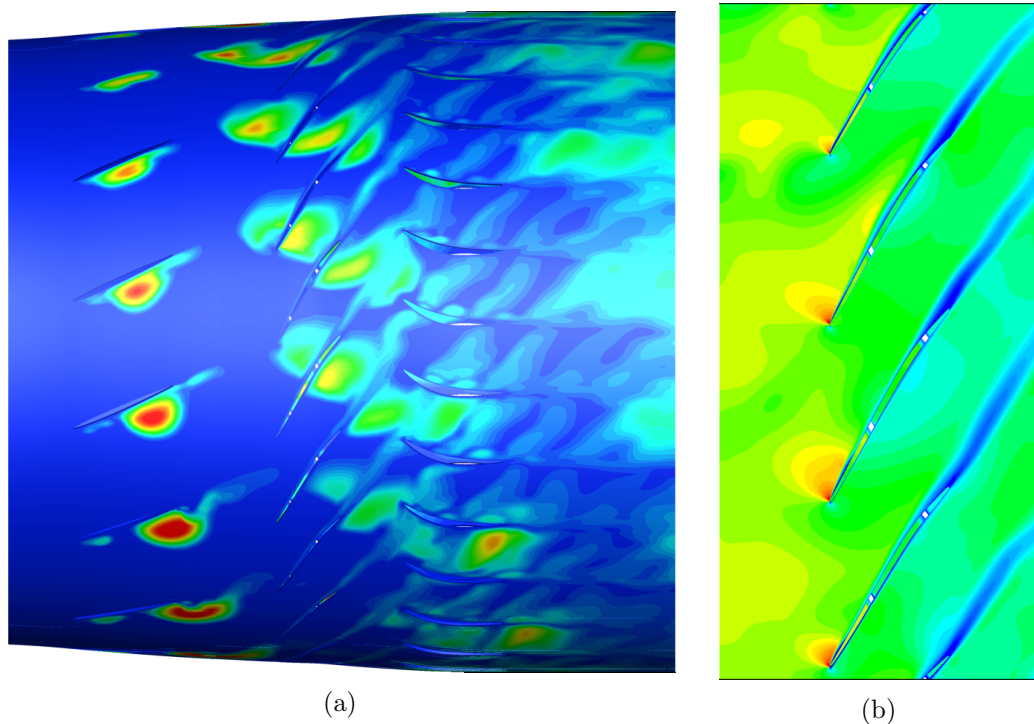


Abbildung 2.121.: Simulationsergebnis von TRACE: (a) Wirbelviskosität, (b) Machzahl im Rotor.

Faktor	VIGV		Rotor	
	$A_{942 \text{ Hz}}$	$A_{1042 \text{ Hz}}$	$A_{386 \text{ Hz}}$	$A_{467 \text{ Hz}}$
$1 \cdot 10^{-3}$	1261.97	47.60	1364.86	88.64
$1 \cdot 10^{-2}$	43.56	216.52	101.24	183.22
$3.5 \cdot 10^{-2}$	101.75	6807.48	333.52	9430.08

Tabelle 2.11.: Beträge von normalisierten Fourierkoeffizienten für ausgesuchte Frequenzen in den Simulationen mit erzwungener Schwingung für unterschiedliche Amplituden.

Vorderleitrad und 386 Hz im Rotor ermittelt, für hohe Amplituden 1042 Hz und 467 Hz. Im letzteren Fall lag damit ein lock-in vor, die Strömung hatte sich der Schwingung der Schaufeln angepasst. Für eine mittlere Amplitude traten beide Frequenzpaare auf, jedoch jeweils mit kleinerer Größenordnung. Insgesamt zeigten die Untersuchungen, dass das CFD-Modell durchaus eine instationäre Strömung mit zum Experiment passenden Frequenzen und Umlaufmustern produzieren kann. Ohne erzwungene Schwingung stellte

sich jedoch ein anderer Zustand ein.

Ergebnisse der gekoppelten Rechnungen Die rein aerodynamischen Simulationen ergaben ein von den Experimenten abweichendes instationäres Muster. Insbesondere lag die festgestellte Frequenz im Rotor nicht in der Nähe der Eigenfrequenz. Dennoch wurden gekoppelte Simulationen durchgeführt um eine potentielle wechselseitige Interaktion untersuchen zu können. Für das Strukturmodell waren hierzu die modale Masse und Steifigkeit anzugeben. Diese lagen für das 3D-Modell der Schaufel vor, es war jedoch unklar wie sie adäquat für das reduzierte quasi-3D Modell anzupassen waren. Hierzu wurde folgende Überlegung angestellt.

- Das Segment der Schaufel soll mit derselben Frequenz schwingen wie die gesamte Schaufel.
- Die Verschiebung des Segments soll jener der gesamten Schaufel auf der korrespondierenden Kanalhöhe entsprechen.
- Für die gegebene Mode Ψ ist die Deformation $u = \Psi x$ mit der modalen Verschiebung x . Auf dem gewählten Schnitt muss somit $x_{q3D} = x_{3D}$ gelten.
- Aus Überlegungen für eine stationäre Strömung folgt allgemein, dass $x = Fmk^{-1}$ gilt. Hierbei ist die modale Masse für die in der stationären Rechnung ermittelte externe Kraft F unerheblich und wird daher meist als 1 angenommen.
- Mit den aus stationären Rechnungen ermittelten Kräften F_{q3D} und F_{3D} gilt somit $k_{q3D} = F_{q3D}k_{q3D}/F_{3D}$.
- Für die Kreisfrequenz ω gilt $\omega = \sqrt{k/m}$ und somit $m_{q3D} = k_{q3D}m_{3D}/k_{q3D}$.

Das Vorgehen führte für das quasi-3D-Modell auf eine modale Masse, die in etwa 3 % der modalen Masse des 3D-Modells entsprach. Die genauen Werte sind in Anhang A.8 angegeben.

Die gekoppelten Simulationen ergaben, wie aufgrund der unterschiedlichen Frequenz zu erwarten, keine signifikanten aeroelastischen Schwingungen und folglich auch kein lock-in. Abbildung 2.122 zeigt exemplarisch die in einer Serie mit variierender Drehzahl ermittelten Frequenzen in Drucksignalen an Messpunkten in Vorderleitrad und Rotor. Sie stiegen kontinuierlich und waren stets über den Knotendurchmesser -2 gekoppelt. Für eine Drehzahl von $11\,100 \frac{1}{\text{min}}$ wurde das Ergebnis der rein aerodynamischen Simulation, vgl. Tabelle 2.10, reproduziert.

Es wurde eine Reihe von Versuchen durchgeführt mit dem Ziel eine Interaktion zu begünstigen, auch wenn dadurch der experimentelle Referenzrahmen verlassen wurde.

- Für eine umlaufende Störung mit einem Knotendurchmesser von 3 ist im Prinzip ein Drittel des vollen Kranzes als Simulationsgebiet ausreichend. Für das Vorderleitrad

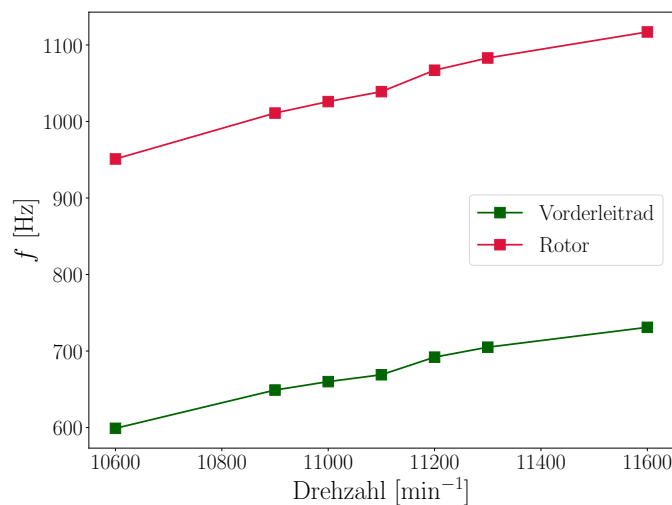


Abbildung 2.122.: In gekoppelten Simulationen ermittelte Frequenzen in Vorderleitrad und Rotor für unterschiedliche Drehzahlen

und den Rotor kann zudem das Drittel durch ganzzahlige Vielfache von Passagen erreicht werden, für den Stator jedoch nicht. Da die aerodynamischen Simulationen keinen zusätzlichen Effekt des Stators zeigten, war es gerechtfertigt diesen wegzulassen oder in einem gemischt instationär-stationären Ansatz zu betrachten. Hierdurch wurde zum einen das CFD-Modell schneller berechenbar, zum anderen wurde die zuvor erhaltene Störung mit Knotendurchmesser -2 ausgeschlossen. Im Ergebnis zeigten sich die Schaufeldurchgangsfrequenzen von Vorderleitrad und Rotor, nicht aber jene aus dem Experiment.

- Die Modalanalyse ergab für die zweite Mode eine Eigenfrequenz von 1091 Hz. Da diese in der Nähe der beobachteten Störung im Rotor lag, wurden die Rechnungen mit dieser Mode wiederholt, es ergab sich jedoch keine signifikante Veränderung.
- Im numerischen Modell ist es möglich durch Skalierung der modalen Steifigkeit eine andere Eigenfrequenz zu generieren. So wurde für die erste Mode eine fingierte Eigenfrequenz von 1050 Hz vorgeschrieben, welche nahezu auf der beobachteten Frequenz lag. Es kam dennoch zu keiner Anregung.
- Da die Simulationen auf iterativen Verfahren beruhen, kann die Initialisierung entscheidend sein. Hierfür wurden die Rechnungen unter erzwungener Schwingung verwendet, die das Muster des Experiments gezeigt hatten. Es wurde sowohl der Strömungszustand als auch die Schaufelauslenkungen zum korrespondierenden Zeitpunkt übernommen. Die Schaufeln schwangen zunächst noch phasenversetzt, dann nahm die Amplitude ab und schließlich stellte sich eine synchrone Schwingung

aller Schaufeln ein, ähnlich zu Abb. 2.123(a). In der Strömung war neben dem bereits zuvor beobachteten Muster eine Störung mit der passenden Eigenfrequenz der Schaufeln zu sehen.

- Ähnlich wie bei den Rechnungen unter erzwungener Schwingung kann auch im gekoppelten Modell ein Phasenversatz für die Deformationen der einzelnen Schaufeln vorgegeben werden. Damit schwingen die Schaufeln nicht mehr individuell, sondern im Verbund. Der Knotendurchmesser der Vibration ist dann fixiert. Abbildung 2.123(b) zeigt die modale Auslenkung dieser kombinierten Mode. Die Amplitude sinkt im Verlauf der Rechnung. Aerodynamisch stellt sich nicht das Muster des Experiments ein.
- Das Abnehmen einer vorgegebenen Schwingung kann durch eine negative Dämpfung im Strukturmodell kompensiert werden. Hiermit ließ sich über einen gewissen Zeitraum die umlaufende Störung des Experiments simulieren. Nach einer Rückstellung der Dämpfung wechselte das System jedoch erneut den Zustand.

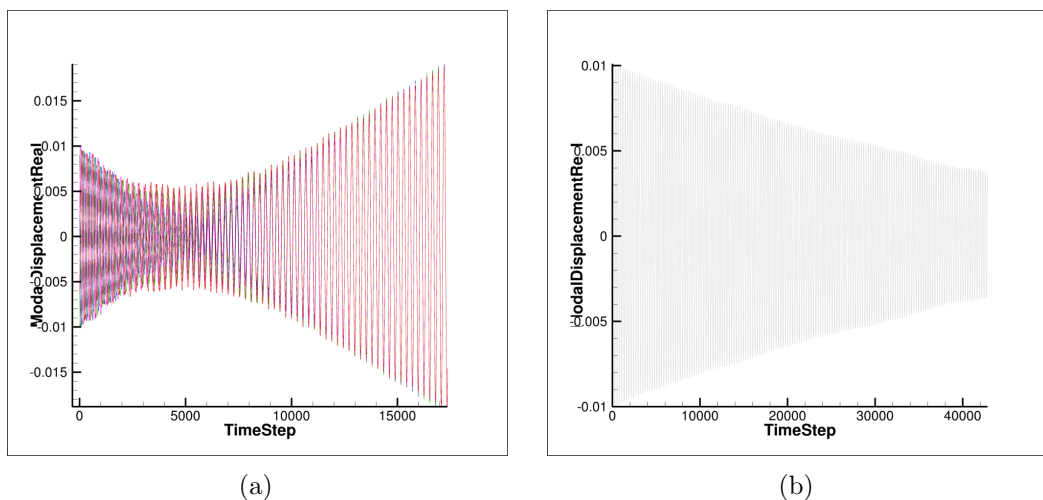


Abbildung 2.123.: Modale Verschiebungen für gekoppelte Rechnungen auf einem Drittel-Kranz unter Verwendung von (a) individuellen Moden pro Schaufel und (b) einer kombinierten Mode mit vorgegebenem Phasenversatz.

Fazit Der FUTURE Verdichter stellte sich im Rahmen des Projektes als aussichtsreichster Kandidat heraus, da alle Anforderungen an einen Testfall erfüllt waren. Die umlaufende Störung erforderte eine Vollkranz-Simulation und schloss das vollständige 3D-Modell aus. Das reduzierte quasi-3D-Modell lieferte in stationären Vorrechnungen eine gute Näherung und zeigte in rein aerodynamischen Simulationen das an sich schon

interessante umlaufende Muster. Frequenz und Knotendurchmesser wichen jedoch stark vom Experiment ab. Da insbesondere nicht die richtige Anregungsfrequenz vorlag, konnte das NSV Phänomen nicht wiedergegeben werden. Zahlreiche Versuche eine Kopplung im numerischen Modell durch Veränderungen der Parameter und Verringerung von möglichen Freiheitsgraden zu erzeugen blieben erfolglos. Die Ursache der nicht adäquaten Ergebnisse ist unklar. Es ist durchaus möglich, dass das erzeugte quasi-3D-Modell kein hinreichend gutes Abbild der realen Bedingungen liefert, z. B. aufgrund von voll-dreidimensionalen Effekten, dies ist jedoch reine Spekulation.

2.2.4. Ergebnisse AP 1.2.5 & 1.2.6

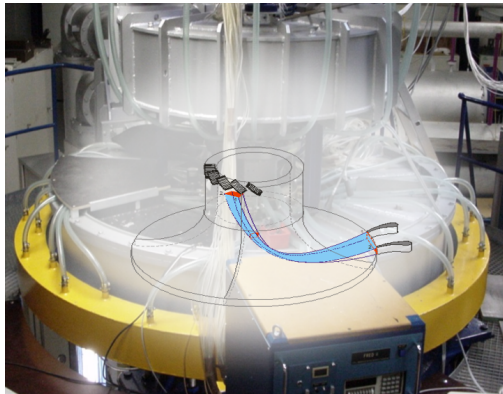
Die Arbeitspakete 1.2.5 und 1.2.6 dienen, wie in Abschnitt 1.2.2.7 beschrieben, der Übertragung der in den AP 1.2.1–1.2.4 gewonnenen Erkenntnisse auf im RGP untersuchbare Strukturen. Hierzu ist es zunächst erforderlich im numerischen Setup durch pre-test calculations die notwendigen Parameter zu erfassen. Daraus lassen sich Betriebszustände und eine Versuchsdurchführung ableiten.

2.2.4.1. Aufbau des Ringgitterprüfstands

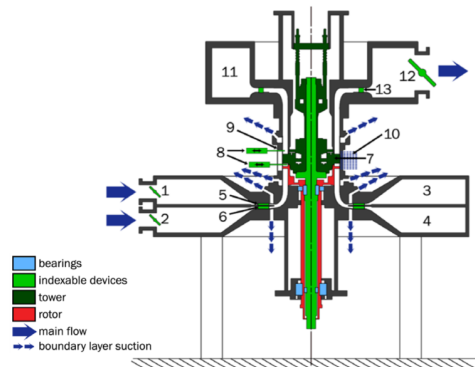
Der Ringgitterprüfstand Göttingen (RGP) ist ein Windkanal in dem periodische, ringförmig angeordnete Strukturen, wie sie in Turbomaschinen zu finden sind, untersucht werden können. Im Gegensatz zu einer linearen Kaskade, die nur eine endliche Ausdehnung in Umfangsrichtung hat, können dadurch periodische Effekte besser erfasst werden. Die Besonderheit dabei ist, dass nicht die Schaufeln rotieren sondern die Strömung mit einem Vordrall behaftet wird (siehe Abb. 2.124). Dies erlaubt den Einsatz von Messtechnik, die unter Rotationslast nicht betrieben oder gar zerstört werden könnte. Zudem sind optische Messverfahren einfacher umsetzbar, da kontinuierlich dieselbe Stelle beobachtet wird. Insbesondere erlaubt diese Ausführung den Einbau einer speziellen Anregungstechnik, mit der die Schaufeln in kontrollierte Schwingungen versetzt werden können, um die für aeroelastische Untersuchungen wichtigen, bewegungsinduzierten instationären Luftkräfte hervorrufen zu können.

Der RGP ist ehemals an der EPF Lausanne betrieben worden und wurde vom DLR im Jahr 2012 gekauft und nach Göttingen gebracht. Es wurden intensive Modifikationen an der Infrastruktur geplant und der Aufbau bzw. die Integration in eine neue Versuchshalle war bis zum Projektende nicht abgeschlossen. Dadurch bestanden noch keine zuverlässigen Daten hinsichtlich des neuen Aufbaus und der Betriebsgrenzen. Es musste mit Erfahrungswerten vom bisherigen Standort an der EPF Lausanne gearbeitet werden.

Der Ringkanal hat einen äußeren Durchmesser von 0.4 m und erlaubt eine Schaufelhöhe von 4 cm. In der Messstrecke können 20 Schaufeln mit einer maximalen Profillänge von ca. 8 cm untergebracht werden. Die Dimensionen erlauben nur Schaufeln mit kleiner Streckung, wodurch effektiv nur Profile untersucht werden können. Deshalb muss, ausgehend von einer dreidimensionalen Rotorschaukel, der aeroelastisch wirksame Mechanismus bzw. die entsprechende Schwingungsform als Starrkörperbewegung an der Schaufelhöhe bestimmt werden, um das dortige Profil als Versuchsgeometrie abzuleiten, vgl. Abb. 2.125. Die Schaufeln sind individuell erregbar und die Starrkörper-Schwingungsform (Schlagen/Drehen) sowie deren Frequenz ist über die Feder der Aufnahme steuerbar. Abbildung 2.126 zeigt ein teilweise zerlegtes Messmodell, in dem die Lagerung der Schaufeln erkennbar ist. Die beiden freiliegenden Federn im Vordergrund sind Schlag- (links) und Torsionsfeder (rechts). Des Weiteren erkennt man die Schläuche zu den Druckmessbohrungen für die Erfassung stationärer Drücke (links, hinten) und Kabel zu den in den



(a)



Prüfstandskomponente			
1	Luft Eintrittsklappe, Außenkanal	8	5-Loch aerodynamische Sonden
2	Luft Eintrittsklappe, Innenkanal	9	Optischer Zugang (Fenster)
3	Beruhigungskammer, Außenkanal	10	Wanddruckmessbohrungen
4	Beruhigungskammer, Innenkanal	11	Austrittsberuhigungskammer
5	Leitschaufeln, Außenkanal	12	Luftaustrittsklappe
6	Leitschaufeln, Innenkanal	13	Austrittsleitschaufeln
7	Ringgittermessmodell		

(b)

Abbildung 2.124.: Ringgitterprüfstand Göttingen (a) Schema des Windkanals mit Vordrall und (b) Schnittzeichnung des Prüfstands

Schaufeln eingebauten Drucksensoren zur Messung instationärer Drücke (rechts, hinten).

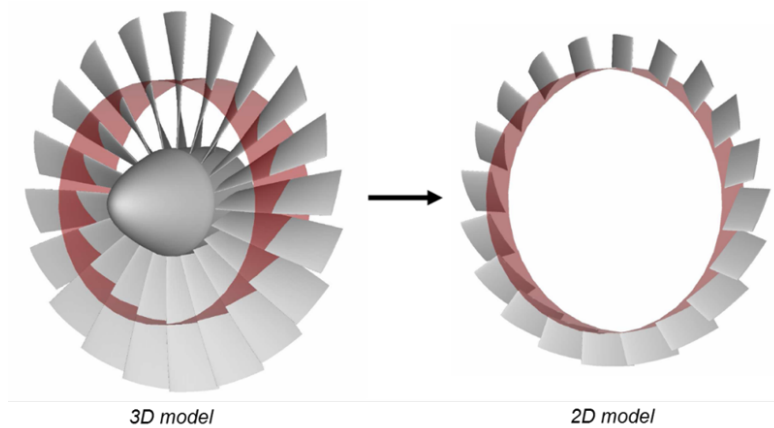


Abbildung 2.125.: Ableiten einer Geometrie für den Ringgitterprüfstand

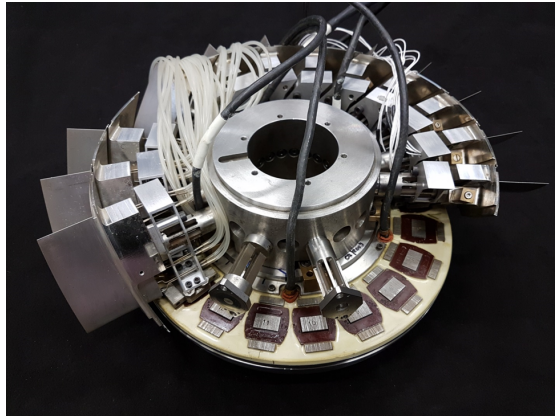


Abbildung 2.126.: Teilweise zerlegtes Messmodell für den Ringgitterprüfstand

2.2.4.2. Existierende Messmodelle und CFD-Setup

Im Idealfall zeigt sich bei bereits existierenden Modellen des RGP durch geschickte Wahl der Betriebsparameter ein Lock-In Phänomen, sodass keine bis sehr geringe Modifikationen notwendig wären, um diesen Fall zwischen Numerik und Experiment zu vergleichen. Aus bestehenden Messdaten der Versuche an der EPF Lausanne ließ sich allerdings kein NSV erkennen, was diese Geometrien aber nicht zwangsläufig ausschließt, da die Instrumentierung und der Versuchsaufbau (Betriebspunkte: Kombination aus Anstellwinkel, Druck und Machzahl) nie dafür ausgelegt waren.

In einer numerischen Studie wurden die beiden Geometrien FUTURE-EPFL und NACA3506 herangezogen. Für beide existieren umfangreiche Erfahrungen im experimentellen Aufbau. Die früheren Versuche wurden immer bei vergleichsweise niedrigen Anstellwinkeln durchgeführt. Da vom Mechanismus der stoß-induzierten Ablösung bekannt ist, dass er – insofern vorhanden – bei höheren Anstellwinkeln deutlicher wird, wurden explizit große Anstellwinkel in Betracht gezogen.

Für beide Modelle wurden CFD-Netze mit zwei Passagen verwendet. Instationäre RANS-Simulationen mit Zeitschrittverfahren wurden für die starren Schaufeln durchgeführt um eine rein aerodynamische Anregung zu suchen. Aufgrund der Erfahrungen mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen in AP 1.2.1–1.2.4 wurde hier das Menter SST $k-\omega$ Modell verwendet. Die Zusatzoptionen der „Rotational Effects“ wurden abgestellt, da die Erfahrungen zeigten, dass durch künstliche Viskosität die instationäre Strömung gedämpft wird.

Für alle Berechnungen wurde initial eine stationäre Strömung bei niedrigem Anstellwinkel und hohem Gegendruck berechnet. Im instationären Teil wurden dann die Randbedingungen (Einströmwinkel und Auslassdruck) angepasst, so dass sich zunächst eine transiente Phase einstellte, die allerdings nützlich sein kann um die Instationarität

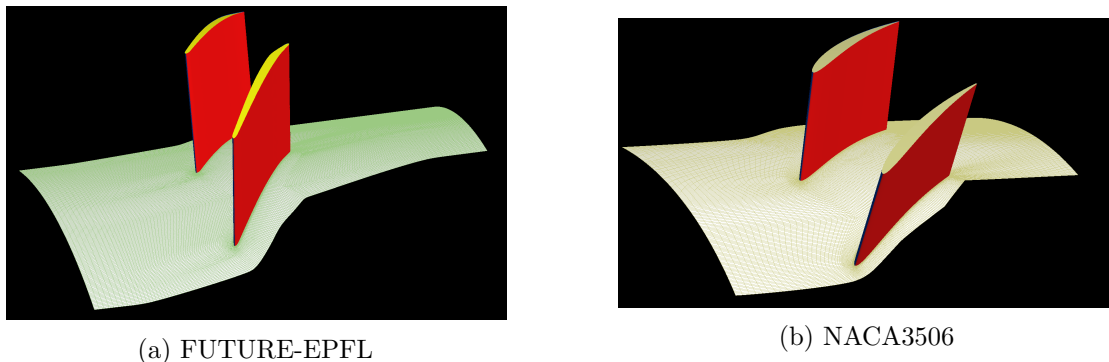


Abbildung 2.127.: Numerische Modelle von zwei existierenden Messmodellen des RGP

in der Strömung anzuregen.

2.2.4.3. Resultate FUTURE-EPFL

Der Totaldruck $p_t = 101\,325\text{ Pa}$ und die Totaltemperatur $T_t = 293\text{ K}$ am Einlauf wurden konstant gehalten, variiert wurde der Einstromwinkel und der Gegendruck. Die drei resultierenden Anstellwinkel waren $\alpha = 0^\circ$, $\alpha = 5^\circ$ und $\alpha = 7.5^\circ$. Die Gegendrücke variierten zwischen $p_{\text{back}} = 66\,000\text{ Pa}$ und $p_{\text{back}} = 78\,000\text{ Pa}$.

Trotz deutlicher Transonik konnten keine instationäre aerodynamische Anregung im Sinne der NSV-Thematik festgestellt werden. Nach der transienten Phase beruhigte sich die Strömung auf einem neuen Niveau wieder, siehe Abb. 2.128, bei den geringsten Gegendrücken sperrten die Passagen. Für den hohen Anstellwinkel 7.5° ergaben sich deutliche Strömungsablösungen, die aber keine stoß-induzierten sondern klassische „Stall“-Charakteristiken zeigten und die Simulationen innerhalb kurzer Zeit zum Abbruch brachten, da die Randbedingungen diese extremen Bedingungen nicht mehr behandeln konnten.

2.2.4.4. Resultate NACA3506

Die Ergebnisse für das NACA3506-Modell sahen auf den ersten Blick etwas vielversprechender aus. Der Totaldruck $p_t = 140\,000\text{ Pa}$ und die Totaltemperatur $T_t = 293\text{ K}$ am Einlauf wurden konstant gehalten, variiert wurde der Einstromwinkel und der Gegendruck. Die vier resultierenden Anstellwinkel waren $\alpha = 0^\circ$, $\alpha = 5^\circ$, $\alpha = 7^\circ$ und $\alpha = 9^\circ$. Die beiden Gegendrücke waren $p_{\text{back}} = 90\,000\text{ Pa}$ und $p_{\text{back}} = 100\,000\text{ Pa}$. Daraus ergaben sich acht verschiedene Betriebspunkte, von denen drei eine instationäre aerodynamische Kraft erzeugten (siehe auch Abb. 2.129):

- $\alpha = 5^\circ$, $p_{\text{back}} = 90\,000\text{ Pa}$

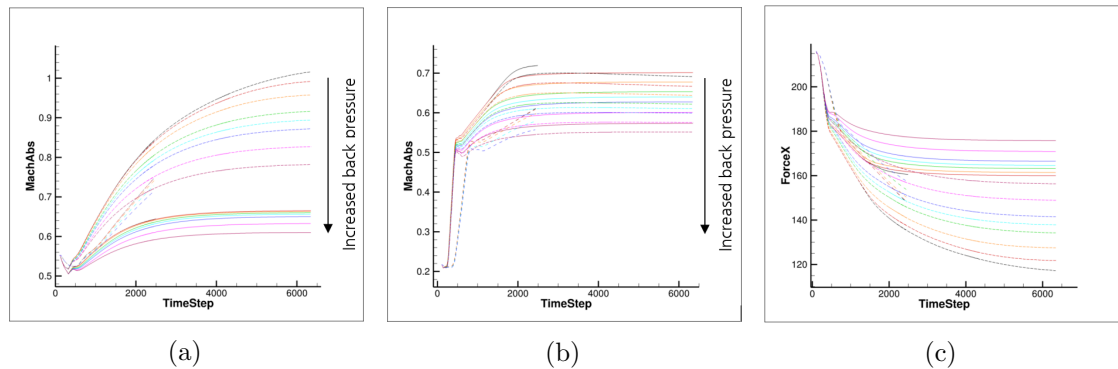


Abbildung 2.128.: Ergebnisse der instationären Rechnung des FUTURE-EPFL-Modells, durchgezogen: $\alpha = 0^\circ$, kurz-gestrichelt: $\alpha = 5^\circ$, lang-gestrichelt: $\alpha = 7.5^\circ$ (a) Machzahl am Inlet (b) Machzahl am Outlet (c) Kraft auf der Saugseite des Profils in x-Richtung (Drehachse der drallbehafteten Strömung)

- $\alpha = 7^\circ$, $p_{\text{back}} = 100\,000\text{ Pa}$
- $\alpha = 9^\circ$, $p_{\text{back}} = 100\,000\text{ Pa}$

Für diese drei Betriebspunkte waren nur leichte Stöße auf der Schaufeloberseite zu sehen. Eine stoß-induzierte Ablösung an der Vorderkante in Zusammenhang mit einem sich bewegenden Stoß wurde nicht beobachtet, aber eine deutliche Ablöseblase an der Ecke der Hubwand und Hinterkante, die Auslöser für den oszillierenden Anteil an der instationären Kraft war.

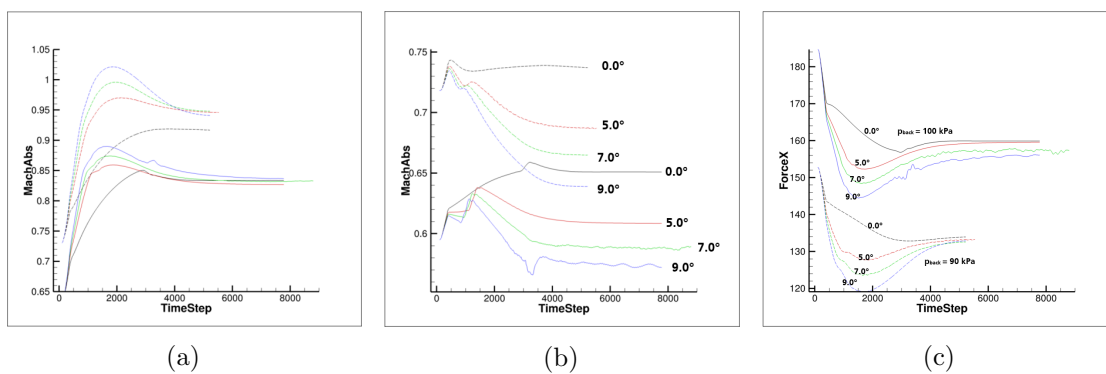


Abbildung 2.129.: Ergebnisse der instationären Rechnung des NACA3506-Modells, durchgezogen: Gegendruck $p_{\text{back}} = 100\,000\text{ Pa}$, gestrichelt: Gegendruck $p_{\text{back}} = 90\,000\text{ Pa}$ (a) Machzahl am Inlet (b) Machzahl am Outlet (c) Kraft auf der Saugseite des Profils in x-Richtung (Drehachse der drallbehafteten Strömung)

3. Zusammenfassung

Bei den Arbeiten im Projekt konnte anhand von den generischen Testfällen einer Diffusorströmung (siehe Abschnitt 2.1.1.1) sowie eines Wirbelgenerators (siehe Abschnitt 2.1.1.2) die generellen Defizite von Turbulenzmodellen dargelegt werden und Ergebnisse aus der Literatur, welche überwiegend mit linearen Wirbelviskositätsmodellen erzielt wurden, mit TRACE bestätigt werden. Beide Testfälle erwiesen sich möglicherweise sogar als zu anspruchsvoll für Turbulenzmodelle im RANS-Kontext, da die erzielten Ergebnisse weder mit DNS noch experimentellen Daten Übereinstimmung fanden. Bei der Untersuchung des Wirbelgenerators könnten geometrische Unsicherheiten im CFD-Modell, aufgrund der Modellierung als unendlich dünne Platte, einen weiteren Erklärungsansatz liefern. Beide Testfälle haben allerdings die Gemeinsamkeit, dass sie eine große Abhängigkeit von der räumlichen Diskretisierung aufwiesen, sodass für die Anzahl der verwendeten Netzpunkte ein Kompromiss aus Genauigkeit, Plausibilität und Rechendauer gewählt wurde.

Die Simulation der C10 Verdichterkaskade (siehe Abschnitt 2.1.2.1) erwies sich als erfolgreiche Demonstration der Kopplung von Reynoldsspannungsmodell und Transitionsmodell. Die mit dieser Kombination aus SSG/LRR- ω Turbulenz- und γ - Re_θ Transitionsmodell erzielten Vorhersagen erwiesen sich als exakter und numerisch stabiler als die Simulationen mit Wilcox k - ω und Menter SST k - ω ohne Erweiterungen. Jedoch wiesen alle Simulationsergebnisse enorme Abweichungen bei der Vorhersage der Eckenwirbel im Vergleich zum Experiment auf. Dies zeigte sich unter anderem in gesteigerten Verlusten der simulativ berechneten Nachläufe der Kaskade.

Leider konnten die durchgeführten Messungen am mehrstufigen Rig aufgrund von Zeitkonflikten und Geheimhaltungsvereinbarungen nicht für dieses Teilprojekt genutzt werden. Für die vollständige Bearbeitung von AP 1.1.1.2 wurde deswegen das institutsinterne Verdichterrig Rig250 ausgewählt. Die simulativen Untersuchungen beschränkten sich dabei auf die 100% Drehzahllinie, die bereits experimentell vermessen wurde. Selbst bei einer komplexen mehrstufigen Maschine konnte hierbei die Kombination aus SSG/LRR- ω Turbulenz- und γ - Re_θ Transitionsmodell getestet werden. Obwohl viele der getroffenen Aussagen bezüglich der Rig250 Ergebnisse mit einer gewissen Unsicherheit, beispielsweise wegen der genauen Randbedingungen, behaftet sind, konnte gezeigt werden, dass das höherwertige Reynoldsspannungsmodell deutlich komplexere Strömungsstrukturen vorhersagt (Ablöse- und Wiederanlegepunkte, Stromlinien, Spaltwirbel). Eine quantitative Bewertung bzw. Einschätzung der Güte dieser Vorhersagen war leider nicht möglich. Bei dem Vergleich der Schaufelumströmungen (instrumentierte Statoren im Experiment)

gab es keine nennenswerten Unterschiede oder Auffälligkeiten bei der Verwendung von unterschiedlichen Turbulenzmodellen.

Wie bereits im Fazit des Abschnitt 2.1.4 erläutert, konnte keine der implementierten und getesteten Modellerweiterungen die Vorhersagequalität der Reynoldsspannungsmodelle signifikant beeinflussen.

Die Arbeiten im Projekt haben weiterhin belegt, dass der Strömungslöser TRACE technisch in der Lage ist, Problemstellungen um nicht synchrone Schwingungen zu behandeln. Im Zuge der Arbeiten wurde eine breite Basis an Erfahrungen im Bereich von selbstinduzierten, instationären Strömungen und gekoppelten Problemen im Zeit- und Frequenzbereich gesammelt, die als best practice guideline künftigen Entwicklern und Anwendern dienlich sein werden.

Die fundamentale Bedeutung von akademischen Testfällen für die Entwicklung und Erprobung von numerischen Modellen wurde im Projekt offenkundig. Sie sind umfassend erforscht und detailliert beschrieben, so dass sie exakt nachgestellt und verglichen werden können. Die erzielten Ergebnisse sind qualitativ und quantitativ sehr gut, sofern die zugrundeliegenden Modelle für die spezifischen Bedingungen geeignet sind. So zeigten sich Schwierigkeiten bei extrem niedriger Strömungsgeschwindigkeit, die durch höhere Anforderung an die Lösergenauigkeit kompensiert werden konnten. Als Alternative wird derzeit ein bereits für stationäre Simulationen zur Verfügung stehendes Verfahren zur Vorkonditionierung für instationäre Simulationen erweitert. Generell erwiesen sich viele Testfälle als sensitiv gegenüber dem Turbulenzmodell.

Wurde ein lock-in Bereich festgestellt, so stellten sich die Randbereich teilweise scharf dar, teilweise zeigte sich aber auch durch Schwebungen die Koexistenz zweier involvierte Frequenzen. Die experimentelle Ergebnisse zeigen hingegen stets scharfe Abgrenzungen.

Die Anwendung auf realistische Turbomaschinentestfälle erwies sich als schwierig, hauptsächlich aufgrund der mangelnden freien Verfügbarkeit von entsprechenden Geometrien und passenden detaillierten Messdaten. Für den Rotor 4 konnte ein Spaltwirbel gezeigt werden, jedoch keine signifikante Interaktion mit einem Schwingen der Schaufeln. Das reduzierte Modell des FUTURE Verdichters lieferte eine interessante umlaufende Störung, die durch Reiheninteraktion beeinflusst wird. Die ermittelte Frequenz passte jedoch nicht zum Experiment und gestattete so auch keine realistische aeroelastische Kopplung.

Für die zielgerichtete experimentelle Umsetzung ist das Finden und Festlegen einer zu untersuchenden Profilgeometrie erforderlich, die auch die maßgeblichen Phänomene aufweist. Erst mit dieser Geometrie können eine Adaption für den Ringgitterprüfstand erzeugt und notwendige Änderungen in der Versuchsstrecke und Versuchsführung festgelegt werden (AP 1.2.5) sowie Vorausrechnungen zur Auswirkung der Phänomene erfolgen (AP 1.2.6).

Für die existierenden Geometrien konnte mit den bestehenden Methoden der URANS-Simulation in TRACE keine der gesuchten NSV-Charakteristiken gefunden werden. Dies

schließt nicht grundsätzlich aus, dass diese Phänomene im RPG vermessen werden könnten. Es besteht allerdings Bedarf, zunächst die grundlegende Physik auf numerischer Seite besser zu verstehen und simulieren zu können. Erst wenn zuverlässig eine stoß-induzierte Ablösung mit Oszillation des Stoßes und der Ablösung berechnet werden kann, können vernünftige Aussagen über die etwaige Positionierung von Sonden und Betriebsparameter für die Messung gemacht werden, sowie die Adaption der Messstrecke geplant werden.

A. Einstellungen des Strömungslösers

Im folgenden werden sämtliche Varianten von Einstellungen gelistet, die bei der Simulation der Testfälle zumindest teilweise aktiv waren. Die Bezeichnungen der Verfahren orientieren sich an der einschlägigen Literatur und den Bezeichnungen in TRACE in der Version 9.2.

A.1. Allgemeine Einstellungen

Sofern nicht anderweitig für die jeweiligen Testfälle angegeben, wurden folgende Grundeinstellungen verwendet.

Grundgleichungen	Navier-Stokes
Lösungsverfahren	Prädiktor-Korrektor
Lösungsverfahren Turbulenzmodell	ILU
Gasmodell	Idealgas, $\kappa = 1.4$, $R = 287.06$
Viskositätsmodell	Sutherland, $C = 110 \text{ K}$, $T_0 = 273 \text{ K}$, $\mu_0 = 1.7198 \cdot 10^{-5} \text{ Pa s}$
Wärmeübertragungsmodell	Konstante Prandtlzahl $Pr = 0.9$
Harmonic Balance	
Abtastpunkte	5 für höchste Harmonische

A.2. Wirbelablösung am Zylinder

Turbulenzbehandlung	keine
Ortdiskretisierungsschema	MUSCL, Fromm-Schema 2. Ordnung
Limitier	<i>Van Albada Square</i>
Entropie-Fix	0.075
Zeitintegrationsschema	Implizites Runge-Kutta-Schema 3. Ordnung
Periodenlänge	entsprechend der Wirbelablösefrequenz
Zeitschritte pro Periode	128, 200
Subiterationen	bis Residuum unter $1 \cdot 10^{-6}$, maximal 200
CFL	50
Randbedingungen	
Zylinderwand	reibungsbehaftete Wand, keine Wandfunktion

äußerer Gebietsrand	Fernfeld: $p_t = 104\,647\text{ Pa}$, $T_t = 290.818\text{ K}$, $\text{Ma} \in [0.012, 0.377]$, $\text{Tu} = 0$, $L_t = 0$, $\alpha = \beta = 0^\circ$
Harmonic Balance	
CFL	10
Modales Bewegungsmodell	
Mode	<i>Bending</i> , Amplitude $1 \cdot 10^{-3}\text{ m}$
Parameter	$m = 1 \cdot 10^{-19}\text{ kg m}^2$, $k = 3.91 \cdot 10^{-10}\frac{\text{kg m}^2}{\text{s}^2}$, $d = 0\frac{\text{kg m}^2}{\text{s}}$, $F = 0\frac{\text{kg m}^2}{\text{s}^2}$

A.3. Akustische Resonanz durch Wirbelablösung

Turbulenzbehandlung	URANS
Modell	Wilcox $k-\omega$, Menter SST $k-\omega$
Erweiterungen	Staupunktanomalie-Korrektur nach Kato-Lauder
Transitionsmodell	keines
Ortdiskretisierungsschema	MUSCL, 3. Ordnung
Limitier	<i>Van Albada Square</i>
Entropie-Fix	0.001
Zeitintegrationsschema	Implizites Runge-Kutta-Schema 3. Ordnung
Periodenlänge	entsprechend 530 Hz
Zeitschritte pro Periode	128, 200
Subiterationen	bis Residuum unter $1 \cdot 10^{-6}$, maximal 200
CFL	50
Randbedingungen	
Platte	reibungsbehaftete Wand, keine Wandfunktion
Kanalwände	reibungsbehaftete Wand, keine Wandfunktion
Eintritt	<i>Unsteady1D</i> : $p_t = 101\,325\text{ Pa}$, $T_t = 293.15\text{ K}$, $\alpha = \beta = 0^\circ$, $\text{Tu} = 0.04$, $L_t = 1 \cdot 10^{-4}$
Austritt	<i>Unsteady1D</i> : $p \in [100\,200, 101\,050]\text{ Pa}$

A.4. Akustische Resonanz in einer Kavität

Turbulenzbehandlung	URANS
Modell	Wilcox $k-\omega$, Menter SST $k-\omega$, Hellsten EARSM, Wilcox Stress- ω , SSG/LRR- ω
Erweiterungen	keine
Transitionsmodell	keines
Ortdiskretisierungsschema	MUSCL, 3. Ordnung

Limitier	keiner
Entropie-Fix	0.075
Zeitintegrationsschema	BDF-Schema 2. Ordnung
Periodenlänge	tief: entsprechend 1227.19 Hz, flach: entsprechend 1280 Hz
Zeitschritte pro Periode	128, 1024
Subiterationen	10, 30
CFL	1, 5, 10, 100
Randbedingungen	
Wände	reibungsbehaftete Wand, keine Wandfunktion
oberer Rand	tief: Fernfeld: $p_t = 102\,760\text{ Pa}$, $T_t = 289.31\text{ K}$, $\text{Ma} = 0.142\,228$, $T_u = 0$, $L_t = 0$, $\alpha = \beta = 0^\circ$ flach: reibungsfreie Wand
Eintritt	<i>Steady1DCharacteristics</i> : tief: gemäß Profil, flach: $p_t = 106\,201.278\,103\text{ Pa}$, $T_t = 292.045\,788\text{ K}$, $\alpha = \beta = 0^\circ$, $T_u = 1 \cdot 10^{-4}$, $L_t = 4 \cdot 10^{-6}$
Austritt	<i>Unsteady1D</i> : tief: $p = 101\,325\text{ Pa}$, flach: $p = 101\,300\text{ Pa}$

A.5. Stoßoszillation an einem symmetrischen Kreisbogenprofil

Turbulenzbehandlung	URANS
Modell	Spalart-Allmaras, Wilcox $k-\omega$, Menter SST $k-\omega$ Version 2003, Menter SST $k-\omega$ <i>vorticity based</i> , Hellsten EARSM, Wilcox Stress- ω , SSG/LRR- ω
Erweiterungen	Staupunktanomalie-Korrektur nach Kato-Launder, nach Schwarz, Rotationseffekte nach Bardina, <i>Vortex Extension</i> , Menter <i>reattachment modification</i> , Wilcox <i>viscous blending</i>
Transitionsmodell	keines, $\gamma\text{-Re}_\theta$ Version 2004-01
Ortdiskretisierungsschema	MUSCL, 3. Ordnung
Limitier	keiner, <i>Van Albada Square</i> , <i>Van Leer</i> , <i>Minmod</i>
Entropie-Fix	0.001
Zeitintegrationsschema	Implizites Runge-Kutta-Schema 3. Ordnung, BDF-Schema 2. Ordnung
Periodenlänge	entsprechend 650 Hz
Zeitschritte pro Periode	32, 64, 128, 256, 512
Subiterationen	bis Residuum unter $1 \cdot 10^{-6}$, maximal 100
CFL	5, 100
Randbedingungen	

Wände	reibungsbehaftete Wand, keine Wandfunktion
Profil	reibungsbehaftete Wand, keine Wandfunktion
Eintritt	<i>Unsteady1D</i> , <i>Unsteady1DCharacteristics</i> , <i>Unsteady2DTimeDomain</i> , <i>Unsteady2DFrequencyDomain</i> , <i>Riemann</i> : $p_t = 101\,325$ Pa, $T_t = 288.15$ K, $\alpha = \beta = 0^\circ$, $Tu \in \{1 \cdot 10^{-1}, 1 \cdot 10^{-2}, 1 \cdot 10^{-3}\}$, $L_t \in \{1 \cdot 10^{-2}, 1 \cdot 10^{-3}, 1 \cdot 10^{-4}, 1 \cdot 10^{-5}, 1 \cdot 10^{-6}\}$
Austritt	<i>Unsteady1D</i> , <i>Unsteady1DCharacteristics</i> , <i>Unsteady2DTimeDomain</i> , <i>Unsteady2DFrequencyDomain</i> , <i>Riemann</i> : $p \in [40\,000, 75\,000]$ Pa
Modifikationen	<ul style="list-style-type: none"> • RELAXATION_UNSTEADY_BC_MEAN_FLOW 500 an Eintritt und Austritt • Hagstrom Erweiterung an Eintritt und Austritt

A.6. Ablöseblase am T106C Turbinengitter

Turbulenzbehandlung	URANS
Modell	Menter SST $k-\omega$
Erweiterungen	Staupunktanomalie-Korrektur nach Kato-Launder
Transitionsmodell	γ -Re $_{\theta}$ Version 2004-01
Ortdiskretisierungsschema	MUSCL, Fromm-Schema 2. Ordnung
Limitier	<i>Van Albada Square</i>
Entropie-Fix	0.001
Zeitintegrationsschema	BDF-Schema 2. Ordnung
Periodenlänge	entsprechend der Ablösefrequenz
Zeitschritte pro Periode	100
Subiterationen	bis Residuum unter $1 \cdot 10^{-6}$, maximal 30
CFL	50
Randbedingungen	
Profil	reibungsbehaftete Wand, keine Wandfunktion
Eintritt	<i>Unsteady2DTimeDomain</i> : $p_t = 7431$ Pa, $T_t = 290$ K, $\alpha = -32.7^\circ$, $\beta = 0^\circ$, $Tu = 0.01$, $L_t = 1 \cdot 10^{-4}$
Austritt	<i>Unsteady2DTimeDomain</i> : $p \in [5100, 6000]$ Pa
Modales Bewegungsmodell	
Mode	<i>Torsion</i> , Amplitude 1°
Parameter	$m = 9.72 \cdot 10^{-13} \text{ kg m}^2$, $k = 1.49 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg m}^2}{\text{s}^2}$, $d = 1 \cdot 10^{-12} \frac{\text{kg m}^2}{\text{s}}$, $F = -6.0558 \cdot 10^{-5} \frac{\text{kg m}^2}{\text{s}^2}$

A.7. Spaltwirbel am Rotor 4

Turbulenzbehandlung	URANS
Modell	Wilcox $k-\omega$
Erweiterungen	Staupunktanomalie-Korrektur nach Kato-Launder
Transitionsmodell	keines
Ortdiskretisierungsschema	MUSCL, Fromm-Schema 2. Ordnung
Limitier	<i>Van Albada Square</i>
Entropie-Fix	0.02
Zeitintegrationsschema	BDF-Schema 2. Ordnung
Periodenlänge	entsprechend 1000 Hz
Zeitschritte pro Periode	512
Subiterationen	bis Residuum unter $2 \cdot 10^{-6}$, maximal 200
CFL	100
Randbedingungen	
Schaufeln	reibungsbehaftete Wand, keine Wandfunktion
Rotor Spalt	reibungsbehaftete Wand, Wandfunktion
Nabe, Gehäuse	reibungsbehaftete Wand, keine Wandfunktion
Eintritt	<i>Unsteady1DCharacteristics</i> : gemäß Eintrittsprofil
Austritt	<i>Steady2D</i> : $p = 80\,000$ Pa
Interface Rotor-Stator	<i>Mixing Plane</i> , <i>Unsteady1DCharacteristics</i> , <i>Steady2D</i>
Modifikationen	<ul style="list-style-type: none"> - RELAXATION_UNSTEADY_BC_MEAN_FLOW 50 an Eintritt, Austritt, Rotor-Stator-Interface - Implicit Solver Sweeps 2 - LHSRecomputationInterval 0
Modales Bewegungsmodell	gemäß gegebener Mode
Turbulenzbehandlung	DDES
Modell	Wilcox $k-\omega$
Erweiterungen	Staupunktanomalie-Korrektur nach Kato-Launder
Konvektives Schema	Upwind
Zeitintegrationsschema	BDF-Schema 2. Ordnung
Periodenlänge	entsprechend 1000 Hz
Zeitschritte pro Periode	2048
Subiterationen	bis Residuum unter $5 \cdot 10^{-6}$, maximal 300
CFL	50

A.8. Umlaufende Störung im FUTURE Verdichter

Turbulenzbehandlung	URANS
Modell	Menter SST $k-\omega$
Erweiterungen	Staupunktanomalie-Korrektur nach Kato-Launder
Transitionsmodell	keines
Ortdiskretisierungsschema	MUSCL, Fromm-Schema 2. Ordnung
Limitier	<i>Van Albada Square</i>
Entropie-Fix	0.075
Zeitintegrationsschema	BDF-Schema 2. Ordnung
Periodenlänge	entsprechend 3885 Hz
Zeitschritte pro Periode	32
Subiterationen	bis Residuum unter $1 \cdot 10^{-6}$, maximal 200
CFL	50
Randbedingungen	
Schaufeln	reibungsbehaftete Wand, keine Wandfunktion
Eintritt	<i>Unsteady1DCharacteristics</i> : $p_t = 101\,320$ Pa, $T_t = 288$ K, $\alpha_r = 5.8^\circ$, $\alpha_\theta = 0^\circ$, $Tu = 0.04$, $L_t = 9 \cdot 10^{-5}$
Austritt	<i>Unsteady1DCharacteristics</i> : $p_{10600} = 112\,000$ Pa, $p_{11100} = 110\,500$ Pa, $p_{11600} = 108\,000$ Pa
Interfaces	<i>Zonal, Unsteady1DCharacteristics</i>
Modales Bewegungsmodell	
Mode	1F, gemäß Modalanalyse
Parameter	$m = 3.32 \cdot 10^{-5} \text{ kg m}^2$, $k = 286.96 \frac{\text{kg m}^2}{\text{s}^2}$, $d = 0 \frac{\text{kg m}^2}{\text{s}}$, $F = -0.346 \frac{\text{kg m}^2}{\text{s}^2}$

Literatur

- [1] Krishan K. Ahuja und James Mendoza. *Effects of cavity dimensions, boundary layer, and temperature on cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustic codes*. Techn. Ber. NASA Contractor Report 4653. NASA, 1995.
- [2] P. Anagnostopoulos und P.W. Bearman. „Response characteristics of a vortex-excited cylinder at low reynolds numbers“. In: *Journal of Fluids and Structures* 6.1 (1992), S. 39–50. ISSN: 0889-9746. DOI: [https://doi.org/10.1016/0889-9746\(92\)90054-7](https://doi.org/10.1016/0889-9746(92)90054-7). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0889974692900547>.
- [3] F.S. Archibald. „Self-excitation of an acoustic resonance by vortex shedding“. In: *Journal of Sound and Vibration* 38.1 (1975), S. 81–103. ISSN: 0022-460X. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0022-460X\(75\)80021-6](https://doi.org/10.1016/S0022-460X(75)80021-6). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X75800216>.
- [4] Graham Ashcroft. „A computational and experimental investigation into the aeroacoustics of low speed flows“. Diss. University of Southampton, School of Engineering Sciences, 2004.
- [5] Graham Ashcroft und Xin Zhang. „Vortical structures over rectangular cavities at low speed“. In: *Phys. Fluids* 17.1 (2005), S. 015104. DOI: 10.1063/1.1833412. URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1833412>.
- [6] Jorge Bardina, J. H. Ferziger und R. S. Rogallo. „Effect of rotation on isotropic turbulence: computation and modelling“. In: *J. Fluid Mech.* 154 (1985), S. 321–336. DOI: 10.1017/S0022112085001550. eprint: http://journals.cambridge.org/article_S0022112085001550. URL: <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112085001550>.
- [7] M. Baumgartner, F. Kameier und J. Hourmouziadis. „Non-Engine Order Blade Vibration in a High Pressure Compressor“. In: *Twelfth International Symposium on Airbreathing Engines*. Melbourne, Australia, Sep. 1995. URL: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01353829>.

- [8] Kai Becker, Kathrin Heitkamp und Edmund Kügeler. „Recent Progress In A Hybrid-Grid CFD Solver For Turbomachinery Flows“. In: *Proceedings Fifth European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2010*. Lisbon, Portugal, Juni 2010. URL: <http://congress2.cimne.com/eccomas/proceedings/cfd2010/papers/01609.pdf>.
- [9] J. Belz und H. Hennings. „Aerodynamic Stability Investigations of an Annular Compressor Cascade Based on Unsteady Pressure Measurements“. In: *9th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines (ISUAAAT 2000), Lyon/France, September 4-8, 2000*. LIDO-Berichtsjahr=2001, 2000, S. 1–16. URL: <https://elib.dlr.de/14273/>.
- [10] J. Belz und H. Hennings. *Aeroelastisches Verhalten von Verdichtergittern*. Techn. Ber. LIDO-Berichtsjahr=2004, 2004. URL: <https://elib.dlr.de/14465/>.
- [11] J. Belz und H. Hennings. „Experimental Flutter Investigations of an Annular Compressor Cascade: Influence of Reduced Frequency on Stability“. In: *10th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines (ISUAAAT), Durham, NC, USA, Sept 8-11 2003*. Hrsg. von Kenneth C. Hall, Robert E. Kielb und Jeffrey P. Thomas. LIDO-Berichtsjahr=2004, Springer, 2006, S. 77–91. URL: <https://elib.dlr.de/14417/>.
- [12] Joachim Belz, Holger Hennings und Gerhard Kahl. „Experimental investigation of the forcing function and forced pitching blade oscillations of an annular compressor cascade in transonic flow“. In: *ASME Turbo Expo 2010 - Gas Turbine Technical Congress & Exposition*. 2010. URL: <https://elib.dlr.de/65730/>.
- [13] Steven J. Beresh, Justin L. Wagner und Katya M. Casper. „Compressibility effects in the shear layer over a rectangular cavity“. In: *J. Fluid Mech.* 808 (2016), S. 116–152.
- [14] Steven J. Beresh u. a. „Resonance Characteristics of Transonic Flow over a Rectangular Cavity using Pulse-Burst PIV“. In: *AIAA SciTech Forum*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Jan. 2016. DOI: 10.2514/6.2016-1344. URL: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2016-1344>.
- [15] M. Bergmann, C. Morsbach und G. Ashcroft. „Assessment of Split Form Nodal Discontinuous Galerkin Schemes for the LES of a Low Pressure Turbine Profile“. In: *Direct and Large Eddy Simulation XII*. Hrsg. von Manuel García-Villalba, Hans Kuerten und Maria Vittoria Salvetti. Cham: Springer International Publishing, 2020, S. 365–371. ISBN: 978-3-030-42822-8.
- [16] Christian Beselt und Dieter Peitsch. „Influence of Mach Number and Aerodynamic Loading on Rotating Instability in an Annular Compressor Cascade“. In: 44748. 2012, S. 2711–2720. DOI: 10.1115/GT2012-69393. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/GT2012-69393>.

- [17] Christian Beselt u. a. „Impact of Hub Clearance on Endwall Flow in a Highly Loaded Axial Compressor Stator“. In: 55249. 2013. DOI: 10.1115/GT2013-95463. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/GT2013-95463>.
- [18] Fanny M. Besem u. a. „Vortex-Induced Vibration and Frequency Lock-In of an Airfoil at High Angles of Attack“. In: *Journal of Fluids Engineering* 138.1 (Aug. 2015), S. 011204-1–011204-9. ISSN: 0098-2202. DOI: 10.1115/1.4031134. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/1.4031134>.
- [19] Fanny Maud Besem. „Aeroelastic Instabilities due to Unsteady Aerodynamics“. Diss. Duke University, 2015.
- [20] Jason A. Bourgeois u. a. „Assessment of Turbulence Model Predictions for an Aero-Engine Centrifugal Compressor“. In: *J. Turbomach.* 133.1, 011025 (2011), S. 011025. DOI: 10.1115/1.4001136. URL: <http://link.aip.org/link/?JTM/133/011025/1>.
- [21] Christoph Brandstetter, Maximilian Jüings und Heinz-Peter Schiffer. „Measurements of radial vortices, spill forward and vortex breakdown in a transonic compressor“. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition*. 2017.
- [22] W. J. G. Bräunling. *Flugzeugtriebwerke*. 3. Aufl. Berlin: Springer, 2009.
- [23] Michael Breuer. „Direkte numerische Simulation und Large-eddy-Simulation turbulenter Strömungen auf Hochleistungsrechnern“. habilitation. Uni Erlangen-Nürnberg, 2001.
- [24] T. R. Camp. „A Study of Acoustic Resonance in a Low-Speed Multistage Compressor“. In: *J. Turbomach.* 121.1 (Jan. 1999), S. 36–43. ISSN: 0889-504X. DOI: 10.1115/1.2841232. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/1.2841232>.
- [25] Corentin Carton de Wiart u. a. „Development of a Discontinuous Galerkin Solver for High Quality Wall-Resolved/Modelled DNS and LES of Practical Turbomachinery Flows on Fully Unstructured Meshes“. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015* GT2015-43428 (Juni 2015), V02BT39A035. DOI: 10.1115/GT2015-43428. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/GT2015-43428>.
- [26] Virginie Anne Chenaux, Michael Blocher und Peter Ott. „NUMERICAL AND EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS OF AN ANNULAR TRANSONIC COMPRESSOR CASCADE CONSIDERING LEAKAGE FLOWS“. In: *15th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, ISROMAC-15*. Feb. 2014. URL: <https://elib.dlr.de/89450/>.
- [27] Virginie Anne Chenaux und Daniel Löchert. „NUMERICAL INVESTIGATION OF AN ANNULAR TRANSONIC COMPRESSOR CASCADE INCLUDING SECONDARY FLOWS“. In: *13th ONERA-DLR Aerospace Symposium*. Mai 2013. URL: <https://elib.dlr.de/82376/>.

- [28] Erica M. Cherry, Christopher J. Elkins und John K. Eaton. „Geometric sensitivity of three-dimensional separated flows“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 29.3 (2008). The Fifth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP5), S. 803–811. ISSN: 0142-727X. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2008.01.018>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0142727X08000131>.
- [29] Stephen T. Clark u. a. „Developing a Reduced-Order Model of Nonsynchronous Vibration in Turbomachinery Using Proper-Orthogonal Decomposition Methods“. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 137.5 (Mai 2015). 052501. ISSN: 0742-4795. DOI: 10.1115/1.4028675. eprint: <https://asmedigitalcollection.asme.org/gasturbinespower/article-pdf/137/5/052501/6165402/gtp\137\05\052501.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1115/1.4028675>.
- [30] Stephen Thomas Clark. „Design for Coupled-Mode Flutter and Non-Synchronous Vibration in Turbomachinery“. Diss. Duke University, 2013.
- [31] N.A. Cumpsty und D.S. Whitehead. „The excitation of acoustic resonances by vortex shedding“. In: *Journal of Sound and Vibration* 18.3 (1971), S. 353–369. ISSN: 0022-460X. DOI: [https://doi.org/10.1016/0022-460X\(71\)90707-3](https://doi.org/10.1016/0022-460X(71)90707-3). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022460X71907073>.
- [32] Guido Dhondt. *The finite element method for three-dimensional thermomechanical applications*. John Wiley & Sons, 2004.
- [33] D. M. Driver und H. L. Seegmiller. „Features of a reattaching turbulent shear layer in divergent channel flow“. In: *AIAA J.* 23.2 (Feb. 1985), S. 163–171. DOI: 10.2514/3.8890.
- [34] Martin Drolet, Huu Duc Vo und Njuki W. Mureithi. „Effect of Tip Clearance on the Prediction of Nonsynchronous Vibrations in Axial Compressors“. In: *J. Turbomach.* 135.1 (Okt. 2012). ISSN: 0889-504X. DOI: 10.1115/1.4006401. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/1.4006401>.
- [35] Martin Drolet u. a. „Numerical Investigation Into Non-Synchronous Vibrations of Axial Flow Compressors by the Resonant Tip Clearance Flow“. In: 48876. 2009, S. 487–498. DOI: 10.1115/GT2009-59074. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/GT2009-59074>.
- [36] Bernhard Eisfeld und Christopher L. Rumsey. „Length-Scale Correction for Reynolds-Stress Modeling“. In: *AIAA Journal* 58.4 (2020), S. 1518–1528. DOI: 10.2514/1.J058858. eprint: <https://doi.org/10.2514/1.J058858>. URL: <https://doi.org/10.2514/1.J058858>.

- [37] Daniel Espinal, Hong-Sik Im und Ge-Cheng Zha. „Full-Annulus Simulation of Nonsynchronous Blade Vibration Excitation of an Axial Compressor“. In: *Journal of Turbomachinery* 140.3 (Dez. 2017). 031008. ISSN: 0889-504X. DOI: 10.1115/1.4038337. eprint: https://asmedigitalcollection.asme.org/turbomachinery/article-pdf/140/3/031008/6308962/turbo_140_03_031008.pdf. URL: <https://doi.org/10.1115/1.4038337>.
- [38] F. Eulitz. „Numerische Simulation und Modellierung der instationären Strömung in Turbomaschinen“. Diss. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Institut für Antriebstechnik, 2000. URL: <https://elib.dlr.de/1090/>.
- [39] Uwe Fey, Michael König und Helmut Eckelmann. „A new Strouhal–Reynolds-number relationship for the circular cylinder in the range $47 < Re < 2 \cdot 10^5$ “. In: *Physics of Fluids* 10.7 (1998), S. 1547–1549. DOI: 10.1063/1.869675. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.869675>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.869675>.
- [40] K. Finke. „Shock Oscillations in Transonic Flows and their Prevention“. In: *Symposium Transsonicum II*. Hrsg. von Klaus Oswatitsch und Dietrich Rues. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1976, S. 57–65. ISBN: 978-3-642-81005-3.
- [41] Christian Frey und Hans-Peter Kersken. „A Hybrid Mesh Linear Harmonic Solver for the Aeroelastic Analysis of Turbomachinery“. In: *6th European Conference on Computational Fluid Dynamics (ECFD VI)*. 2014, S. 5845–5856.
- [42] Jiaye Gan u. a. „Investigation of a Compressor Rotor Non-Synchronous Vibration With and Without Fluid-Structure Interaction“. In: 45776. 2014. DOI: 10.1115/GT2014-26478. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/GT2014-26478>.
- [43] Semiu A. Gbadebo, Nicholas A. Cumpsty und Tom P. Hynes. „Three-Dimensional Separations in Axial Compressors“. In: *J. Turbomach.* 127.2 (Mai 2005), S. 331–339. ISSN: 0889-504X. DOI: 10.1115/1.1811093. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/1.1811093>.
- [44] N. Gourdain u. a. „Numerical simulation of rotating stall in a subsonic compressor“. In: *Aerosp. Sci. Technol.* 10.1 (2006), S. 9–18. ISSN: 1270-9638. DOI: 10.1016/j.ast.2005.07.006. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1270963805001033>.
- [45] Nicolas Gourdain u. a. „Simulation of rotating stall in a whole stage of an axial compressor“. In: *Computers & Fluids* 39.9 (2010), S. 1644–1655. ISSN: 0045-7930. DOI: 10.1016/j.compfluid.2010.05.017. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0045793010001313>.

- [46] A.V. Grigoriev u. a. „Application of harmonic balance method to the simulation of unsteady rotor/stator interaction in the single stage“. In: *10th European Conference on Turbomachinery Fluid dynamics & Thermodynamics*. 2013.
- [47] B. Grüber. „Über den Einfluß der Viskosität auf das aerodynamische Dämpfungsverhalten bei schwingenden ebenen Verdichtergitter in transsonischer Strömung“. Diss. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Institut für Aeroelastik, 2002. URL: <https://elib.dlr.de/14520/>.
- [48] Jan Habermann. „Reynolds Stress Anisotropy in a Two-Stage Low-Pressure Turbine“. Dissertation. Universität Stuttgart, 2018.
- [49] K. Hanjalić, S. Jakirlić und I. Hadžić. „Expanding the limits of “equilibrium” second-moment turbulence closures“. In: *Fluid Dynamics Research* 20.1 (1997). International Symposium on Mathematical of Turbulent Flows, S. 25–41. ISSN: 0169-5983. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0169-5983\(96\)00043-3](https://doi.org/10.1016/S0169-5983(96)00043-3). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0169598396000433>.
- [50] Wilhelm von Heesen. „Abnormal high-level tonal noise in axial-flow fans“. In: *AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 4th (19th AIAA Aeroacoustics Conference), Toulouse, France*. 1998, S. 319–329.
- [51] Bernd Hellmich. „Acoustic Resonance in a high speed axial compressor“. Diss. Gottfried Wilhelm Leibnitz Universität Hannover, 2008.
- [52] Bernd Hellmich und Joerg R. Seume. „Causes of Acoustic Resonance in a High-Speed Axial Compressor“. In: *J. Turbomach.* 130.3 (Mai 2008), S. 031003–031003. ISSN: 0889-504X. DOI: 10.1115/1.2775487. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/1.2775487>.
- [53] A. Hellsten. „New Advanced k - ω Turbulence Model for High-Lift Aerodynamics“. In: *AIAA J.* 43.9 (2005), S. 1857–1869.
- [54] Jörg Michael Henne. „Instationäre Stoß- und Grenzschichtphänomene an Einzelprofilen und in einem ebenen Gitter bei transsonischer Strömung“. Diss. RWTH Aachen, 1989.
- [55] H. Hennings und J. Belz. „Experimental Investigation of the Aerodynamic Stability of an Annular Compressor Cascade Performing Tuned Pitching Oscillations in Transonic Flow“. In: *ASME Turbo Expo '99, Indianapolis, June 7-10, 1999*. Bd. ASME Paper 99-GT-407. LIDO-Berichtsjahr=1999, 1999, S. 1–8. URL: <https://elib.dlr.de/14159/>.
- [56] H. Hoheisel. *Entwicklung neuer Entwurfskonzepte fuer zwei Turbinengitter. Teil 3: Ergebnisse T106*. Techn. Ber. IB 129-81/26. DFVLR, Feb. 1982.

- [57] F. Holzinger u. a. „Self-Excited Blade Vibration Experimentally Investigated in Transonic Compressors: Acoustic Resonance“. In: *ASME Turbo Expo 2015*. 2015, V07BT34A012. DOI: 10.1115/GT2015-43618. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/GT2015-43618>.
- [58] F. Holzinger u. a. „Self-Excited Blade Vibration Experimentally Investigated in Transonic Compressors: Rotating Instabilities and Flutter“. In: *ASME Turbo Expo 2015*. 2015, V07BT34A013. DOI: 10.1115/GT2015-43628. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/GT2015-43628>.
- [59] Zhiliang Hong u. a. „Vortex sound interaction in acoustic resonance of a flow duct containing a plate“. In: *Journal of Sound and Vibration* 483 (2020), S. 115482. ISSN: 0022-460X. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2020.115482>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X2030314X>.
- [60] Christian Hösgen. „Analyse des turbulenten Nachlaufs eines Verdichtergitters“. Dissertation. RWTH Aachen, 2019.
- [61] Yoojun Hwang, Shin-Hyoung Kang und Sungryoung Lee. „Numerical Study on Unsteadiness of Tip Clearance Flow Induced by Downstream Stator Row in Axial Compressor“. In: 44021. 2010, S. 2553–2560. DOI: 10.1115/GT2010-23024. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/GT2010-23024>.
- [62] Hong-Sik Im und Ge-Cheng Zha. „Effects of Rotor Tip Clearance on Tip Clearance Flow Potentially Leading to NSV in an Axial Compressor“. In: 44731. 2012, S. 1383–1394. DOI: 10.1115/GT2012-68148. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/GT2012-68148>.
- [63] Hong-Sik Im und Ge-Cheng Zha. „Simulation of Non-Synchronous Blade Vibration of an Axial Compressor Using a Fully Coupled Fluid/Structure Interaction“. In: 44731. 2012, S. 1395–1407. DOI: 10.1115/GT2012-68150. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/GT2012-68150>.
- [64] Marc Immer, Jonas Allegrini und Jan Carmeliet. „Time-resolved and time-averaged stereo-PIV measurements of a unit-ratio cavity“. In: *Exp. Fluids* 57.6 (2016), S. 101. ISSN: 1432-1114. DOI: 10.1007/s00348-016-2186-9. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-016-2186-9>.
- [65] M. Inoue u. a. „Propagation of Multiple Short-Length-Scale Stall Cells in an Axial Compressor Rotor“. In: *J. Turbomach.* 122.1 (Feb. 1999), S. 45–54. ISSN: 0889-504X. DOI: 10.1115/1.555426. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/1.555426>.
- [66] Suad Jakirlić und Gisa John-Puthenveettil. *ERCOfTAC: UFR 4-16 Test Case*. 2008. URL: https://www.kbwiki.ercoftac.org/w/index.php?title=Abstr:UFR_4-16 (besucht am 22.09.2020).

- [67] Arjen de Jong und Hester Bijl. „Experimental and Numerical Investigation of the Flow-Induced Resonance of Slender Deep Cavities that Resemble Automotive Door Gaps“. In: *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. 2012. DOI: 10.2514/6.2010-3863. eprint: <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.2010-3863>. URL: <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2010-3863>.
- [68] F. Kameier und W. Neise. „Experimental Study of Tip Clearance Losses and Noise in Axial Turbomachines and Their Reduction“. In: *AJ. Turbomach.* 119 (1997), S. 460–471.
- [69] Woong Kang, Sang Bong Lee und Hyung Jin Sung. „Self-sustained oscillations of turbulent flows over an open cavity“. In: *Exp. Fluids* 45.4 (2008), S. 693–. ISSN: 1432-1114. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-008-0510-8>.
- [70] Woong Kang und Hyung Jin Sung. „Large-scale structures of turbulent flows over an open cavity“. In: *Journal of Fluids and Structures* 25.8 (Nov. 2009), S. 1318–1333. ISSN: 0889-9746. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974609000747>.
- [71] M. Kato und B. E. Launder. „The Modeling of Turbulent Flow Around Stationary and Vibrating Square Cylinders“. In: *9th Symposium on Turbulent Shear Flows*. 1993, S. 10.4.1–10.4.6.
- [72] Hans-Peter Kersken u. a. „Time-Linearized and Time-Accurate 3D RANS Methods for Aeroelastic Analysis in Turbomachinery“. In: *J. Turbomach.* 134.5 (2012), S. 051024. ISSN: 0889-504X. DOI: 10.1115/1.4004749.
- [73] R. Kielb u. a. „Flutter Design of Low Pressure Turbine Blades with Cyclic Symmetric Modes“. In: *Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines*. Hrsg. von K. C. Hall, R. E. Kielb und J. P. Thomas. Springer Netherlands, 2006, S. 41–52.
- [74] Robert E. Kielb u. a. „Blade Excitation by Aerodynamic Instabilities: A Compressor Blade Study“. In: 36878. 2003, S. 399–406. DOI: 10.1115/GT2003-38634. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/GT2003-38634>.
- [75] Robert E. Kielb u. a. *Non-Synchronous Vibration of Turbomachinery Airfoils*. Techn. Ber. Duke Univ Durham NC Dept of Mechanical Engineering und Materials Science, 2006.
- [76] J. Kim, P. Moin und R. Moser. „Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number“. In: *J. Fluid Mech.* 177 (1987), S. 133–166.
- [77] Victor Kociok. „Numerische Vorhersage nicht synchroner Schwingungsphänomene in Turbomaschinen“. Magisterarb. Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Dez. 2017. URL: <https://elib.dlr.de/117793/>.

- [78] G. H. Koopmann. „The vortex wakes of vibrating cylinders at low Reynolds numbers“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 28.3 (1967), S. 501–512. DOI: 10.1017/S0022112067002253.
- [79] Dragan Kozulovic. „Modellierung des Grenzschichtumschlags bei Turbomaschinenströmungen unter Berücksichtigung mehrerer Umschlagsarten“. also DLR-FB 2007-20. Dissertation. Ruhr-Universität Bochum, Okt. 2007. URL: <http://www-brs.ub.ruhr-uni-bochum.de/netahtml/HSS/Diss/KozulovicDragan/>.
- [80] Edmund Kügeler und Keramat Fakhari. „Influence of real gas phenomena in a 15 stage gas turbine compressor“. In: *The 12th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*. Pacific Center of Thermal-Fluids Engineering, Feb. 2008. URL: <http://elib.dlr.de/57096/>.
- [81] Thomas Kuhn. „Zonal large eddy simulation of active open cavity noise using a high order discontinuous Galerkin method“. In: *25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. 2019. DOI: 10.2514/6.2019-2465. eprint: <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.2019-2465>. URL: <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2019-2465>.
- [82] Geoffroy Philippe Lenglin. „Characterization of wake- and tip-vortex-induced unsteady blade response in multistage compressor environment“. Magisterarb. Massachusetts Institute of Technology, 2002.
- [83] Lionel L Levy Jr. „Experimental and computational steady and unsteady transonic flows about a thick airfoil“. In: *AIAA Journal* 16.6 (1978), S. 564–572.
- [84] R. Mailach, I. Lehmann und K. Vogeler. „Rotating Instabilities in an Axial Compressor Originating From the Fluctuating Blade Tip Vortex“. In: *J. Turbomach.* 123 (3 Feb. 2000), S. 453–460. DOI: 10.1115/1.1370160. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/1.1370160>.
- [85] V. Marciniak, E Kügeler und M. Franke. „Predicting Transition On Low-pressure Turbine Profiles“. In: *V European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2010*. 2010. URL: <http://congress2.cimne.com/eccomas/proceedings/cfd2010/papers/01622.pdf>.
- [86] Vincent Marciniak. „Phenomenological transition modelling for turbomachinery flows“. Diss. Ruhr-Universität Bochum, 2016.
- [87] Joachim März, Chunill Hah und Wolfgang Neise. „An Experimental and Numerical Investigation into the Mechanisms of Rotating Instability“. In: *J. Turbomach.* 124.3 (Juli 2002), S. 367–374. ISSN: 0889-504X. DOI: 10.1115/1.1460915. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/1.1460915>.
- [88] Markus May. „Linearized flutter investigations of mistuned turbomachinery blading“. Diss. Technische Universität Berlin, 2012. URL: <https://elib.dlr.de/75787/>.

- [89] Matthew McMullen, Antony Jameson und Juan Alonso. „Demonstration of nonlinear frequency domain methods“. In: *AIAA Journal* 44.7 (Juli 2006), S. 1428–1435. DOI: 10.2514/1.15127.
- [90] F. R. Menter u. a. „A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables—Part I: Model Formulation“. In: *J. Turbomach.* 128.3 (2006), S. 413–422. DOI: 10.1115/1.2184352. URL: <http://link.aip.org/link/?JTM/128/413/1>.
- [91] Jan Michálek, Michelangelo Monaldi und Tony Arts. „Aerodynamic Performance of a Very High Lift Low Pressure Turbine Airfoil (T106C) at Low Reynolds and High Mach Number With Effect of Free Stream Turbulence Intensity“. In: *Journal of Turbomachinery* 134.6 (Aug. 2012), S. 061009–061009-10. ISSN: 0889-504X. DOI: 10.1115/1.4006291. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/1.4006291>.
- [92] V. Michelassi u. a. „Compressible Direct Numerical Simulation of Low-Pressure Turbines: Part II - Effect of Inflow Disturbances“. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014*. GT2014-25689. Juni 2014. URL: <http://eprints.soton.ac.uk/370731/>.
- [93] Christian Morsbach. „Reynolds Stress Modelling for Turbomachinery Flow Applications“. Dissertation. TU Darmstadt, Dez. 2016.
- [94] Christian Morsbach und Michael Bergmann. „Critical Analysis of the Numerical Setup for the Large-Eddy Simulation of the Low-Pressure Turbine Profile T106C“. In: *Direct and Large Eddy Simulation XII*. Hrsg. von Manuel García-Villalba, Hans Kuerten und Maria Vittoria Salvetti. Cham: Springer International Publishing, 2020, S. 343–348. ISBN: 978-3-030-42822-8.
- [95] Robert D. Moser, John Kim und Nagi N. Mansour. „Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$ “. In: *Phys. Fluids* 11.4 (1999), S. 943–945. DOI: 10.1063/1.869966. URL: <http://link.aip.org/link/?PHF/11/943/1>.
- [96] V. Nagabhushana Rao u. a. „Investigation of Wake Induced Transition in Low-Pressure Turbines Using Large Eddy Simulation“. In: 55249. 2013. DOI: 10.1115/GT2013-94418. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/GT2013-94418>.
- [97] C. Norberg. „FLOW AROUND A CIRCULAR CYLINDER: ASPECTS OF FLUCTUATING LIFT“. In: *Journal of Fluids and Structures* 15.3 (2001), S. 459–469. ISSN: 0889-9746. DOI: <https://doi.org/10.1006/jfls.2000.0367>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974600903670>.
- [98] Dirk Nürnberger und Harald Greza. „Numerical Investigation of Unsteady Transitional Flows in Turbomachinery Components Based on a RANS Approach“. In: *Flow Turbul. Combust.* 69.3 (2002), S. 331–353. ISSN: 1573-1987. DOI: 10.1023/A:1027307211377. URL: <http://dx.doi.org/10.1023/A:1027307211377>.

- [99] Dirk Nürnberger u. a. „Recent Progress in the Numerical Simulation of Unsteady Viscous Multistage Turbomachinery Flow“. In: *ISABE 2001-1081*. Sep. 2001. URL: <http://elib.dlr.de/49428/>.
- [100] Johan Ohlsson u. a. „Direct numerical simulation of separated flow in a three-dimensional diffuser“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 650 (2010), S. 307–318. DOI: 10.1017/S0022112010000558.
- [101] Steven A. Orszag. „Elimination of aliasing in finite-difference schemes by filtering high-wavenumber components“. In: *J. Atmos. Sci.* 28 (1971), S. 1074.
- [102] *Numerical Investigation of the Effect of Roughness and Passing Wakes on LP Turbine Blades Performance*. Bd. Volume 6: Turbomachinery, Parts A and B. Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air. Mai 2006, S. 1713–1722. DOI: 10.1115/GT2006-90221. eprint: <https://asmedigitalcollection.asme.org/GT/proceedings-pdf/GT2006/4241X/1713/4532856/1713\1.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1115/GT2006-90221>.
- [103] Benjamin Pardowitz u. a. „Experiments on an Axial Fan Stage: Time-Resolved Analysis of Rotating Instability Modes“. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 137.6 (Juni 2015). ISSN: 0742-4795. DOI: 10.1115/1.4028686. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/1.4028686>.
- [104] Benjamin Pardowitz u. a. „Rotating Instability in an Annular Cascade: Detailed Analysis of the Instationary Flow Phenomena“. In: *J. Turbomach.* Volume (Sep. 2013). URL: <http://turbomachinery.asmedigitalcollection.asme.org/mobile/article.aspx?articleid=1760267>.
- [105] R. Parker. „Resonance effects in wake shedding from parallel plates: Calculation of resonant frequencies“. In: *Journal of Sound and Vibration* 5.2 (1967), S. 330–343. ISSN: 0022-460X. DOI: [https://doi.org/10.1016/0022-460X\(67\)90113-7](https://doi.org/10.1016/0022-460X(67)90113-7). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022460X67901137>.
- [106] R. Parker. „Resonance effects in wake shedding from parallel plates: Some experimental observations“. In: *Journal of Sound and Vibration* 4.1 (1966), S. 62–72. ISSN: 0022-460X. DOI: [https://doi.org/10.1016/0022-460X\(66\)90154-4](https://doi.org/10.1016/0022-460X(66)90154-4). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022460X66901544>.
- [107] R. B. Payne. „Calculations of unsteady viscous flow past a circular cylinder“. In: *J. Fluid Mech.* 4.1 (1958), S. 81–86.
- [108] Axel Probst und Rolf Radespiel. „Implementation and Extension of a Near-Wall Reynolds-Stress Model for Application to Aerodynamic Flows on Unstructured Meshes“. In: *Aerospace Sciences Meetings*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Jan. 2008. DOI: 10.2514/6.2008-770. URL: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2008-770>.

- [109] Saransh Rastogi. „Numerical Investigation on the Aerodynamic and Aeroelastic Performance of a Transonic Compressor Stage“. Magisterarb. Technische Universität Darmstadt, 2017.
- [110] Oliver Reutter u. a. „Unsteady Full Annulus Multi-Stage Compressor Calculations - Details on CFD-Experiment Comparision“. In: *6th CEAS Air & Space Conference Aerospace Europe 2017*. Okt. 2017. URL: <https://elib.dlr.de/116533/>.
- [111] D. Rockwell und E. Naudascher. „Review – Self-Sustaining Oscillations of Flow Past Cavities“. In: *J. Fluids Eng.* 100.2 (Juni 1978), S. 152–165. ISSN: 0098-2202. DOI: 10.1115/1.3448624. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/1.3448624>.
- [112] Anatol Roshko. *ON THE DRAG AND SHEDDING FREQUENCY OF TWO-DIMENSIONAL BLUFF BODIES*. Techn. Ber. NACA-TN-3169. NASA, 1954.
- [113] JE Rossiter. *Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds*. Techn. Ber. Ministry of Aviation; Royal Aircraft Establishment; RAE Farnborough, 1964.
- [114] G. Rubio u. a. „Numerical identification of flow-induced oscillation modes in rectangular cavities using large eddy simulation“. In: *Int. J. Numer. Meth. Fl.* 53.5 (2007), S. 851–866. ISSN: 1097-0363. DOI: 10.1002/fld.1310. URL: <http://dx.doi.org/10.1002/fld.1310>.
- [115] A. J. Sanders. „Non-Synchronous Vibration (NSV) Due to a Flow-Induced Aerodynamic Instability in a Composite Fan Stator“. In: 41715. 2004, S. 507–516. DOI: 10.1115/GT2004-53492. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/GT2004-53492>.
- [116] S. Schmitt. „Simulation von Flattern und aerodynamischer Zwangserregung in Turbomaschinenbeschaufelungen“. DLR-Forschungsbericht. 2003-22. Diss. 2003.
- [117] R. Schnell u. a. „Investigation of Blade Tip Interaction With Casing Treatment in a Transonic Compressor Part II: Numerical Results“. In: *J. Turbomach.* 133.1 (Sep. 2010), S. 011008–011008. ISSN: 0889-504X. DOI: 10.1115/1.4000490. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/1.4000490>.
- [118] D. Shiels, A. Leonard und A. Roshko. „Flow-induced vibration of a circular cylinder at limiting structural parameters“. In: *Journal of Fluids and Structures* 15.1 (2001), S. 3–21. ISSN: 0889-9746. DOI: <https://doi.org/10.1006/jfls.2000.0330>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S088997460090330X>.
- [119] Meredith A. Spiker u. a. „Efficient Design Method for Non-Synchronous Vibrations Using Enforced Motion“. In: 43154. 2008, S. 735–747. DOI: 10.1115/GT2008-50599. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/GT2008-50599>.
- [120] Meredith Anne Spiker. „Development of an Efficient Design Method for Non-synchronous Vibrations“. Diss. Duke University, 2008.

- [121] Meredith Spiker u. a. „Application of Enforced Motion to Study 2-D Cascade Lock-in Effect“. In: *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. 2012. DOI: 10.2514/6.2009-892. eprint: <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.2009-892>. URL: <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2009-892>.
- [122] Meredith Spiker u. a. „Modeling Cylinder Flow Vortex Shedding with Enforced Motion Using a Harmonic Balance Approach“. In: *47th AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference*. Mai 2006. DOI: 10.2514/6.2006-1965. eprint: <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.2006-1965>. URL: <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2006-1965>.
- [123] AV Srinivasan. „Flutter and Resonant Vibration Characteristics of Engine Blades“. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 119 (Okt. 1997), S. 742–775.
- [124] Jeffrey P Thomas, Earl H Dowell und Kenneth C Hall. „Modeling viscous transonic limit-cycle oscillation behavior using a harmonic balance approach“. In: *J. Aircraft* 41.6 (2004), S. 1266–1274. URL: <http://www.scopus.com/inward/record.url?eid=2-s2.0-10944257546&partnerID=40&md5=c20d218d01004b6faa41ee33183b28c3>.
- [125] Jean Thomassin, Huu Duc Vo und Njuki W. Mureithi. „Blade Tip Clearance Flow and Compressor NSV: The Jet Core Feedback Theory as the Coupling Mechanism“. In: 47942. 2007, S. 619–628. DOI: 10.1115/GT2007-27286. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/GT2007-27286>.
- [126] Jean Thomassin, Huu Duc Vo und Njuki W. Mureithi. „Experimental Demonstration of the Tip Clearance Flow Resonance Behind Compressor Non-Synchronous Vibration“. In: 43154. 2008, S. 653–664. DOI: 10.1115/GT2008-50303. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/GT2008-50303>.
- [127] Maureen B. Tracy und E. B. Plentovich. *Cavity Unsteady-Pressure Measurements at Subsonic and Transonic Speeds*. Techn. Ber. NASA, Dez. 1997.
- [128] P.G. Tucker. „Computation of unsteady turbomachinery flows: Part 1—Progress and challenges“. In: *Prog. Aerosp. Sci.* 47.7 (2011), S. 522–545. ISSN: 0376-0421. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.paerosci.2011.06.004>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037604211100056X>.
- [129] P.G. Tucker und Y. Liu. „Turbulence modeling for flows around convex features giving rapid eddy distortion“. In: *Int. J. Heat Fluid Fl.* 28.5 (Okt. 2007), S. 1073–1091. ISSN: 0142-727X. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0142727X07000628>.

- [130] Huu Duc Vo. „Role of Tip Clearance Flow in the Generation of Non-Synchronous Vibrations“. In: *Aerospace Sciences Meetings*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Jan. 2006. DOI: 10.2514/6.2006-629. URL: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2006-629>.
- [131] Huu Duc Vo, Choon S. Tan und Edward M. Greitzer. „Criteria for Spike Initiated Rotating Stall“. In: *J. Turbomach.* 130.1 (Jan. 2008). ISSN: 0889-504X. DOI: 10.1115/1.2750674. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/1.2750674>.
- [132] S. Wallin und A. V. Johansson. „Modelling Streamline Curvature Effects in Explicit Algebraic Reynolds Stress Turbulence Models“. In: *Int. J. Heat Fluid Fl.* 23 (2002), S. 721–730.
- [133] Nikolas Weis. „Numerische Simulation instationärer, abgelöster Strömungen im Zeit- und Frequenzbereich“. Magisterarb. Universität Stuttgart, Mai 2019. URL: <https://elib.dlr.de/127572/>.
- [134] M.C. Welsh, A.N. Stokes und R. Parker. „Flow-resonant sound interaction in a duct containing a plate, part I: Semi-circular leading edge“. In: *Journal of Sound and Vibration* 95.3 (1984), S. 305–323. ISSN: 0022-460X. DOI: 10.1016/0022-460X(84)90670-9. URL: [//www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022460X84906709](http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022460X84906709).
- [135] D. C. Wilcox. *Turbulence Modeling for CFD*. 3. Aufl. DCW Industries, La Cañada, USA, 2006.
- [136] C. H. K. Williamson. „Defining a universal and continuous Strouhal–Reynolds number relationship for the laminar vortex shedding of a circular cylinder“. In: *The Physics of Fluids* 31.10 (1988), S. 2742–2744. DOI: 10.1063/1.866978. eprint: <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.866978>. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.866978>.
- [137] Johannes Dominikus Wojciak. „Numerische Flatteranalyse an Axialverdichtern“. Diplomarbeit. Technische Universität München, 2008.
- [138] N. Yamaguchi u. a. „A Non-synchronous Vibration of Moving Blades Coupled with the Bleed Chamber Resonance in an Axial Compressor“. In: *Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics, and Aeroelasticity of Turbomachines and Propellers*. Hrsg. von H. M. Atassi. New York, NY: Springer New York, 1993, S. 829–842. ISBN: 978-1-4613-9341-2.
- [139] K. Yamamoto und Y. Tanida. „Self-Excited Oscillation of Transonic Flow Around an Airfoil in Two-Dimensional Channels“. In: *J. Turbomach.* 112.4 (Okt. 1990), S. 723–731. ISSN: 0889-504X. DOI: 10.1115/1.2927715. URL: <http://dx.doi.org/10.1115/1.2927715>.

- [140] K Yamamoto und Y. Tanida. „Self-Excited Oscillation of Shock Waves on an Airfoil in Twodimensional Transonic Channel Flows“. In: *Proceedings of 4th Symposium on Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity of Turbomachines and Propellers*. 1987, S. 763–783.
- [141] Hong Yang, Thomas Röber und Dragan Kozulovic. „Hybrid-Grid Simulation of Unsteady Wake-Boundary Layer Interaction on a High Lift Low Pressure Turbine Airfoil“. In: *Proceedings of GT2007: ASME Turbo Expo 2007: Power for Land, Sea and Air*. Montral, Canada, Mai 2007.
- [142] Chungsheng Yao, John Lin und Brian Allen. „Flowfield Measurement of Device-Induced Embedded Streamwise Vortex on a Flat Plate“. In: *1st Flow Control Conference*. 2002. DOI: 10.2514/6.2002-3162. eprint: <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.2002-3162>. URL: <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2002-3162>.
- [143] Christopher R. Yap. „Turbulent Heat and Momentum Transfer in Recirculating and Impinging Flows“. Dissertation. University of Manchester, 1987.
- [144] M. M. Zdravkovich. *Flow around circular cylinders, Volume 1: Fundamentals*. Oxford University Press, 1997.